

Numerische Simulationen von langlebigen Kondensstreifen mit Lagrange'scher Mikrophysik

Martin Lorenz Maximilian Sylvester Lainer

24. September 2012



Universität München

Ludwig-Maximilians-Universität München
Fakultät für Physik
Meteorologisches Institut München

Numerische Simulationen von langlebigen Kondensstreifen mit Lagrange'scher Mikrophysik

MASTERARBEIT

von

Martin Lorenz Maximilian Sylvester Lainer
aus Landshut

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Institut für Physik der Atmosphäre
Oberpfaffenhofen 2012



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e.V.
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Betreuer: Dr. Simon Unterstraßer, DLR Oberpfaffenhofen
1. Gutachter: Prof. Dr. George C. Craig, LMU München
2. Gutachter: Prof. Dr. Robert Sausen, DLR Oberpfaffenhofen

Kurzfassung

Der weltweit steigende Anspruch auf Mobilität, vor allem in den Entwicklungsländern, wird zwangsläufig zu wachsenden Verkehrsaufkommen führen. Man erwartet, dass es in der Flugverkehrssparte zu den größten Steigerungsraten kommt. Der Einfluss des Flugverkehrs auf das globale Klimasystem ist nicht marginal. Die Emissionen von strahlungswirksamen Treibhausgasen (CO_2 , NO_x , H_2O , CH_4) durch Verbrennungsprozesse in den Triebwerken stellen nur einen Aspekt des Problems dar. In bestimmten Luftschichten, die genügend kalt und feucht sind, kann ein durch die Triebwerke induzierter Wolkenbildungsprozess eingeleitet werden. Es entstehen zunächst linienförmige Kondensstreifen. Sie setzen sich aus Eispartikeln unterschiedlichster Formen zusammen. Wenn es die atmosphärischen Umgebungsbedingungen ermöglichen, können die Kondensstreifen (KS) über Stunden existieren und sich dabei verbreitern. Diese langlebigen Kondensstreifen, auch Kondensstreifen-Zirren (KS-Zirren) genannt, haben im klimatischen Mittel einen erwärmenden Effekt. Der IPCC Bericht zeigt, dass die effektive Klimawirksamkeit der Kondensstreifen (Kondensstreifen-Zirren eingeschlossen) aktuell höher ist, als das von der gesamten Luftfahrtindustrie emittierte Kohlendioxid.

Die Entwicklung vom linienhaften Kondensstreifen hin zum verbreiterten KS-Zirrus ist unzureichend bekannt und erforscht. Das liegt auch an der Tatsache, dass es oft sehr schwer oder überhaupt nicht möglich ist, KS-Zirrus von natürlich entstandenen Zirren zu unterscheiden. Daher ist es naheliegend, wolkenauflösende numerische Modelle für die Untersuchung der Kondensstreifen heranzuziehen. Bisherige Studien sind mit einem an EULAG gekoppelten BULK-Eismikrophysik Modul durchgeführt worden. Mit dem neu entwickelten, wolkenauflösenden mehrdimensionalen Modellsystem EULAG–LCM (EULAG: *Eulerian/semi-Lagrangian fluid solver*; LCM: *Lagrangian Cirrus Module*), mit expliziter Aerosol- und Eismikrophysik, können bestimmte Prozesse genauer und manche erstmals betrachtet und analysiert werden. Zum Beispiel können aufgrund der Lagrange'schen Teilchenverfolgung Nukleationswege, Partikelwachstumshistorien oder spezielle, auch höhenabhängige Eiskristallgrößenverteilungen ermittelt werden. In der Modellströmung werden Simulationspartikel (SIPs) auf Trajektorien transportiert und modelliert. Dabei steht ein SIP stellvertretend für viele (einige Millionen) einzelne Eiskristalle.

Ein zentraler Teil dieser Arbeit wird es sein, Vergleichsstudien zwischen dem EULAG–LCM und EULAG–BULK Modell, entsprechend der Entwicklung von Kondensstreifeneigenschaften in der Verbreiterungsphase (Dispersionsphase), durchzuführen. Es wird darüberhinaus auch Untersuchungen zu Eiskristallgrößenverteilungen, Aggregations- und Sedimentationsprozessen, Lebenszeiten und Ausbreitungen der Kondensstreifen geben. Das generelle Ziel ist es, den Übergang des Kondensstreifens hin zum Zirrus besser zu verstehen. Schließlich wird auch synoptisch-skaliges Aufgleiten der KS über verschiedene Zeiträume zugelassen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Kondensstreifen: Entstehung und Entwicklung	6
1.2.1	Abgasinduzierte Kondensstreifen	6
1.2.2	Aerodynamische Kondensstreifen	13
1.3	Numerische Modellierung von Kondensstreifen	14
2	Modellsysteme und Methoden	19
2.1	Modellvergleich: EULAG – LCM und EULAG – BULK	19
2.1.1	Grundmodellsystem – EULAG	19
2.1.2	Spezifische Informationen zum EULAG – BULK Modell	22
2.1.3	Spezifische Informationen zum EULAG – LCM Modell	25
2.1.4	Vergleich der Eismikrophysik	31
2.2	Methoden	32
2.2.1	Hochleistungsrechnen am DKRZ	32
2.2.2	Aufbau einer Simulation	33
2.2.3	IDL – Datenvisualisierung	37
3	Vergleich der Modellergebnisse	38
3.1	Exemplarischer Vergleich	38
3.2	Überprüfung der Sedimentation	42
3.3	Systematischer Vergleich	43
3.3.1	Variationen in der Eisübersättigung	46
3.3.2	Variationen in der Umgebungstemperatur	52

3.3.3	Variationen in der Windscherung	55
4	Sensitivitätsstudien mit EULAG – LCM	61
4.1	Physikalische Sensitivitäten	61
4.1.1	Geometrische Breitenvariation der EK-Größenverteilung	61
4.1.2	Verschiebung turbulenter meteorologischer Initialisierungsfelder . .	63
4.1.3	Einfluss von Windscherung und synoptischer Hebung auf KS- Lebenszyklus	67
4.1.4	Aggregation von Eiskristallen im Kondensstreifen	75
4.2	Numerische Sensitivitäten	88
4.2.1	Variationen der SIP-Anzahl	89
4.2.2	2-D Gitterweitenabhängigkeit der Simulationen	94
5	Resümee	100
5.1	Zusammenfassung	100
5.2	Wissenschaftlicher Ausblick	102
A	Zusätzliches	104
	Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	106
	Abbildungsverzeichnis	113
	Tabellenverzeichnis	117
	Literaturverzeichnis	119

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Kondensstreifen und Kondensstreifen-Zirren setzen sich aus Eiskristallen zusammen. Sie haben einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf das Erde-Atmosphäre-System. Durch sie wird der Bedeckungsgrad und die natürliche Bewölkung in der oberen Troposphäre modifiziert.

Generell können Kondensstreifen nach der international anerkannten Wolkenklassifikation der WMO (*World Meteorological Organization*) als flugzeuginduzierte Zirren eingeordnet werden. Zirkuswolken (Ci) sind Eiswolken, die je nach Breitengrad im oberen Bereich der Troposphäre (Polargebiet: 3 - 8 km, Gemäßigte Breiten: 5 - 13 km, Tropen: 6 - 18 km)¹ vorkommen. Häufig auftretende Formen verleiten dazu, Zirren als hohe Wolken mit haar- oder federartiger Struktur zu definieren.

In Zeiten von stetig wachsenden Passagierzahlen in der Luftfahrtbranche und dem damit vermehrten Flugaufkommen werden Kondensstreifen nicht an wissenschaftliche Bedeutung verlieren. Sie sollten deshalb genauer studiert werden. Ist der Flugverkehr zeitweise überregional lahmgelegt, wie bei dem Vulkanausbruch des Eyjafjallajökull auf Island im April 2010, bemerkt man, wie selten es heutzutage einen von frühmorgens bis spätabends strahlend blauen, wolkenlosen Himmel gibt. Gewohnt sind wir mittlerweile etwas anderes, da Flugzeuge und ihre Kondensstreifen das Erscheinungsbild am Himmel prägen (Abb. 1.4(a)). Durch Kondensstreifen werden auch bestimmte Phänomene und Prozesse in der Atmosphäre sichtbar. Die am Himmel auftretenden Wolkenformationen nehmen dabei ring-, mammatus-, wellen- bis streifenförmige Strukturen, je nach physikalischem Prozess (z. B. Crow-Instabilität, Windscherung oder Sedimentation), an.

Oft existieren Kondensstreifen in Regionen, wo bei fehlendem Flugverkehr der Himmel wolkenfrei geblieben wäre. Global, aber noch stärker in flugverkehrsreichen Regionen, wirken sich langlebige Kondensstreifen im Durchschnitt erwärmend auf das Klima aus. Dies ist der Fall, sofern Strahlungseffekte nicht nur im kurzwelligen, sondern auch im

¹<http://www.wolkenatlas.de/wolken/class.htm>, Abrufdatum: 12.04.2012

langwelligem Strahlungsspektrum beachtet werden. Allerdings existieren große Unsicherheiten über das exakte Ausmaß der Klimawirkung, da gealterte KS mit automatischen Beobachtungssystemen nur schwer detektiert werden können. Auch deshalb kann es von Bedeutung sein, ein verbessertes physikalisches Verständnis der Übergangsprozesse von Kondensstreifen in KS-Zirren zu bekommen. Es ist mehr oder weniger eine Sache der Definition, ab wann man letztendlich von „KS-Zirren“ spricht oder noch von „Kondensstreifen“. Wichtige Punkte decken die Eismikrophysik und daraus ableitbare optische Eigenschaften der Kondensstreifen sowie geometrische Beschaffenheiten ab. Idealerweise geschieht das in Untersuchungen, die typische meteorologische Atmosphärenbedingungen abdecken und geeignet kombinieren. Als nächstes wird die Klimawirksamkeit der Kondensstreifen genauer betrachtet.

Ein technisch schwieriger Aspekt betrifft die Unterscheidung zwischen Zirren die aus Kondensstreifen entstanden sind und jenen, die sich natürlich gebildet haben, sofern der Verlauf der Feuchte in der oberen Troposphäre unbekannt war. Auf morphologische und geometrische Eigenschaften kann man sich nicht verlassen, weil sich mit zunehmenden Alter die Strukturen des Kondensstreifens in der Dispersionsphase an jene von natürlichen Zirren angleichen können. Zunächst ist einmal festzustellen, dass KS und KS-Zirren eine klimarelevante, anthropogen induzierte Bewölkung darstellen. Es gibt eine Wechselwirkung zwischen den Eiskristallen mit dem solaren und thermischen Strahlungsfluss durch die Atmosphäre, sodass daraus ein im Netto positiver Strahlungsantrieb für das System resultiert. Im solaren Strahlungsspektrum ist der Antrieb immer negativ. Nur im thermischen kann eine stärkere Strahlungsabsorption stattfinden, was verbunden mit dem kalten thermischen Strahlungsfluss in Richtung Weltraum, am Oberrand der Atmosphäre zu einer negativen Energiebilanz führt. Um das Gleichgewicht wieder herzustellen, reagiert das Erde-Atmosphäre-System mit einem Temperaturanstieg, was die thermische Austrahlung erhöht und das Energiedefizit am Oberrand der Atmosphäre verringert. Der regionale und zeitlich variable Strahlungsantrieb wird vom Flugverkehrsaufkommen abhängig sein. Ein besonderes Problem stellen optisch extrem dünne Zirren dar, die aus gealterten Kondensstreifen entstanden sind (*“sub-visual contrail-cirrus”*) und für Satelliten unsichtbar bleiben, jedoch mit einem Lidarsystem nachgewiesen werden könnten. Schmidt et al. (1993) schätzen ab, dass global ca. 5 % der *sub-visual* Zirren aus gealterten Kondensstreifen hervorgehen. Unter Flugverkehrsstraßen ist lokal mit deutlich höheren Prozentzahlen zu rechnen. Die übrig gebliebenen Teilchen im *sub-visual* Zirrus, deren optische Dicke τ gewöhnlich kleiner als 0.03 ist, stellen auch eine zusätzliche Nukleationskernquelle für neue Kondensstreifen dar. Man hat festgestellt, dass in solchen Atmosphärengebieten häufiger langlebige Kondensstreifen vorkommen (Immler et al., 2008).

Insgesamt betrachtet trägt die Luftfahrtbranche nur zwischen 3.5 - 4.9 %, je nachdem, ob man AIC (*Aviation-induced cloudiness*) mitrechnet oder nicht, zur gesamten anthropogenen Klimawirkung bei (Lee et al., 2009). Im Zuge der voranschreitenden Globalisierung und dem wirtschaftlichen Wachstum, besonders in Schwellenländern, wird der Reiseverkehr und Güterhandel deutlich zunehmen. Derzeit wird mit einem jährlichen Wachstum der Passagierzahlen von ca. 6 % gerechnet (Bräuning et al., 2010). Man erkennt auch das große zukünftige Potential der Luft- und Raumfahrtindustrie, wenn man die Umsätze der Jahre 2000 bis 2009 ansieht. In dieser Zeit haben sich diese in etwa verdoppelt. Obwohl die Effizienz der Flieger besser wird (geringerer Treibstoffverbrauch,

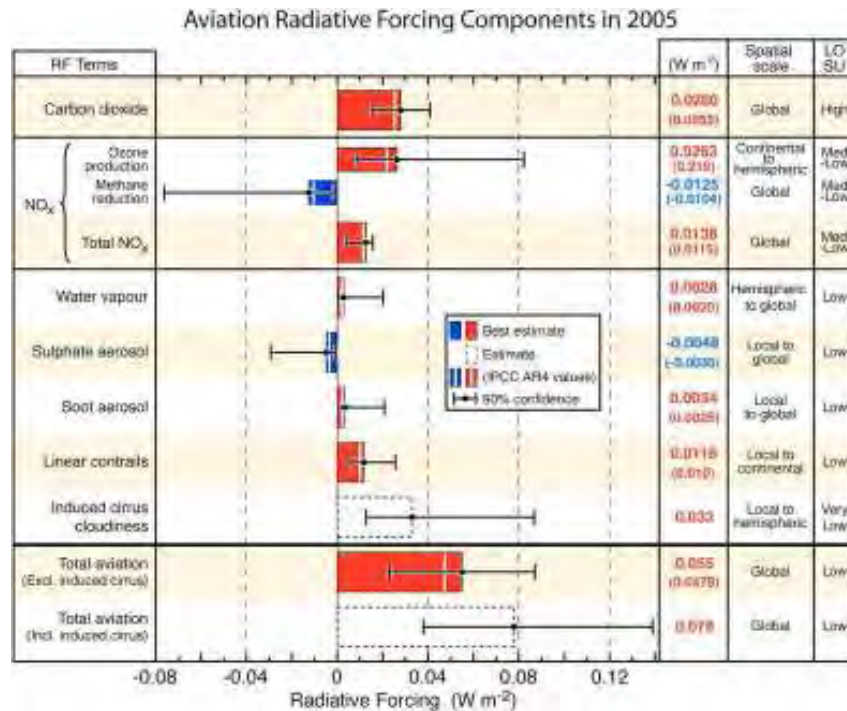


Abb. 1.1: Strahlungsantrieb des Luftverkehrs im Jahr 2005. Dargestellte Komponenten: Kohlenstoffdioxid, Stickoxide, Wasserdampf, Sulfataerosol, Aerosol aus Rußpartikel, lineare KS und die induzierte Zirrusbewölkung. Der Antrieb wird jeweils in Wm^{-2} angegeben mit zusätzlichem räumlichen Wirkungsbereich und einer qualitativen Einschätzung des wissenschaftlichen Verständnisgrades (LOSU) beschrieben. Rote und blaue Balken zeigen die besten Abschätzungen, gestrichelte Balken geben aufgrund des geringen Verständnisses nur vage Schätzungen an. Die Fehlerbalken zeigen ein 90 prozentiges Konfidenzintervall der jeweiligen Größe an. Die IPCC AR4 Werte werden durch weiße Balken mit numerischen Werten in Klammern dargestellt. Übernommen aus Lee et al. (2009).

verbesserte Treibstoffzusammensetzung, weniger Emissionen), wird es schwer, dadurch die Auswirkungen infolge des Wachstums zu kompensieren. Viele Studien zur Luftfahrt-Klimaforschung (Penner, 1999; Sausen et al., 2005; Lee et al., 2009; Frömming et al., 2011; Burkhardt und Kärcher, 2011), auch speziell bezogen auf lineare KS und langlebige Kondensstreifen-Zirren, wurden durchgeführt. Trotzdem bleiben gewisse Unsicherheiten im Ausmaß des Strahlungsantriebs bestehen. Im Jahr 1999 wurde im IPCC Bericht eine Schwankungsbreite im Strahlungsantrieb RF_{cl} von 5 bis 60 mWm^{-2} durch lineare Kondensstreifen infolge des Flugverkehrs im Jahr 1992 angegeben (Penner, 1999). Sausen et al. (2005) stellt eine aktualisierte Studie vor, in der man im Mittel auf einen um Faktor 3 geringeren Wert kommt ($RF_{cl} \approx 10 \text{ mWm}^{-2}$), weil damals der Einfluss linearer Kondensstreifen überschätzt wurde. Neuere wissenschaftliche Untersuchungen, gültig für das Jahr 2005, schränken die Spannweite der RF_{cl} Variablen ($5.4 - 25.6 \text{ mWm}^{-2}$) weiter ein (Lee et al., 2009). Aus Frömming et al. (2011) kann man entnehmen, dass die Unsicherheiten auf die unterschiedlichen methodischen Vorgehensweisen sowie Gewichtungen bestimmter Schlüsselfaktoren zurückzuführen sind. Dort wird auch dargelegt, dass ein nahezu lineares Verhältnis zwischen der optischen Dicke eines Kondensstreifens und dem energetischen Antrieb durch Strahlungsflüsse besteht.

Abbildung 1.1 (Lee et al., 2009) macht klar, wo noch besonders große Unsicherheiten in Bezug auf Klimaeinflüsse durch Flugzeuge liegen. Neben den Stickoxiden ist die durch Flugzeuge induzierte Zirrenbewölkung herauszustellen, die mit einem mittleren positiven Strahlungsantrieb von lokal 3.3 mWm^{-2} sogar den globalen Wert von CO_2 (2.8 mWm^{-2}) übertrifft und damit der stärkste mittlere Faktor ist (s. Abb. 1.1). Das gesamte RF (*Radiative Forcing*) der Luftfahrt wird von Lee et al. (2009) auf 55 mWm^{-2} (ohne AIC) bzw. 78 mWm^{-2} (mit AIC) kalkuliert.

Betrachtet man den Bedeckungsgrad von jungen Kondensstreifen (hier definiert mit Lebenszeiten bis zu 5 h), so werden über Europa 2 % und etwas mehr als 1 % über großen Gebieten der Vereinigten Staaten erreicht. Mit maximal 10 % ist der Bedeckungsgrad mit KS-Zirren über Zentraleuropa am größten. Obgleich das Flugverkehrsaufkommen mit jenem entlang der Ostküste der nördlichen USA vergleichbar ist, sind die Maximalwerte um ca. 40 % geringer. Wahrscheinlich lässt sich das auf die ostwärts gerichtete Advektion der langlebigen Wolkenfelder aus dem Flugkorridor über dem Nordatlantik zurückführen. Global gesehen, liegt der Bedeckungsgrad von sichtbaren (solare optische Dicke > 0.02 – 0.03) KS-Zirren bei 0.23 % und um 0.19 Prozentpunkte niedriger als bei den sichtbaren jungen Kondensstreifen. Diese Ergebnisse sind in Burkhardt und Kärcher (2011) vorgestellt worden, wo auch Angaben zu RF's diesbezüglich nachzulesen sind. Die Simulationen mit dem ECHAM4-CCMod Modell beziehen sich auf einen 230 hPa Fluglevel. Wiederum Global betrachtet, kommt man bei KS-Zirrus auf einen Netto Strahlungsantrieb (RF_{cc}) von 37.5 mWm^{-2} , wobei lineare KS mit einbezogen sind, jedoch zu beachten ist, dass das Lebensalter mehr als 5 h beträgt. Regionale Gebiete über Zentraleuropa oder Teilen der östlichen USA erreichen Spitzenwerte von mehr als 300 mWm^{-2} . Der Antrieb durch junge Kondensstreifen wird mit einem Netto von 4.3 mWm^{-2} auf globaler Skala beziffert, s. Burkhardt und Kärcher (2011).

Kondensstreifen haben im kurzwelligen Strahlungsspektrum durchschnittlich eine leicht kühlende Wirkung (negative RF Werte), welche aber von denen aus dem langwelligen Bereich mehr als kompensiert werden und darum ein positiver Nettostrahlungsantrieb resultiert. Will man den Flugverkehr klimafreundlicher gestalten, erscheint es am aussichtsreichsten, den Einfluss der induzierten Zirrenbewölkung zu reduzieren. Ein Ansatz könnte die Verminderung der Rußpartikelanzahl in den Emissionen der Triebwerke sein, wodurch sich die optische Dicke in Kondensstreifen verringert und die Lebenszeit kürzer wird (Kärcher und Yu, 2009a). Reduziert man die Rußpartikelemissionen um 2 Größenordnungen, nimmt die optische Dicke um den Faktor 5 ab. Andererseits scheint bei einem besseren Verständnis des synoptischskaligen Verlaufs der Feuchte (bzw. eisübersättigter Regionen) in Flugreishöhen eine Optimierung von Flugrouten als hilfreiche Methode, um langlebige KS-Zirren einzudämmen.

Die Eisübersättigung S_i ist über die relative Feuchte bezüglich Eis RH_i definiert:

$$S_i = RH_i - 1 \quad (1.1)$$

RH_i gibt den Grad des Sättigungszustandes vom Wasserdampf im Luftreservoir über einer Eisfläche an.

Kondensstreifen greifen sowohl über den indirekten Aerosoleffekt in die natürlichen Wolkenbildungsmechanismen der oberen Troposphäre, als auch auf die heterogene Atmosphärenchemie und die Strahlungsflüsse in der Erdatmosphäre im lang- und kurzwelligen Wellenlängenbereich ein. Während der ersten Minuten nach der Bildung des KS ist die flugzeuginduzierte und von der Flugzeuggeometrie abhängige Wirbeldynamik bedeutend (s. Kap. 1.2). Diese Dynamik äußert sich in den bekannten Wirbelschleppen (Abb. 1.3(a)), die auch heute noch eine Gefahr für hintereinander landende oder startende Flugzeuge darstellen. Am Institut für Physik der Atmosphäre (IPA) des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt beschäftigt man sich auch mit dieser Thematik.

Bei verschiedensten Messkampagnen wurden Messdaten von Kondensstreifen von unterschiedlichsten Flugzeugtypen und in verschiedensten Flughöhen bei diversen Temperaturen und Feuchtebereichen gesammelt. Aus den in-situ Messungen können die optischen und mikrophysikalischen Eigenschaften der Kondensstreifen abgeleitet werden. Es konnte gezeigt werden, dass z. B. die Partikelkonzentrationen der Kondensstreifen oder deren Strahlungsextinktion stark vom Flugzeugtyp abhängt. Welchen genauen Einfluss der Flugzeugtypus auf die Wirbeldynamik und somit auf die Entwicklung der Eiskristalle im primären Flugzeugnachlauf hat, wird in Unterkapitel 1.2.1 erklärt.

Mit Hilfe von Satelliten (z. B. aus der NOAA-Serie) und geeigneten Algorithmen lassen sich Kondensstreifen aus dem Weltraum großflächig detektieren und in gewissen zeitlichen Abständen verfolgen, sofern die optische Dicke der KS groß genug ist. Die Schwellwerte der Detektionsalgorithmen sollen dabei nahe denen des menschlichen Auges sein. Wie sich herausgestellt hat, liegt, bezogen auf 60 AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) Einzelbildszenen, der mittlere Bedeckungsgrad über den beobachteten Gebieten, die hauptsächlich Mitteleuropa abdecken, bei ca. 0.9 % (Mannstein, 1996).

Aerodynamische Kondensstreifen treten unter anderen Bedingungen als abgasinduzierte Kondensstreifen auf (Kärcher et al., 2009). Wird das Schmidt-Appleman-Kriterium in mittleren Breiten erreicht, muss dies nicht unbedingt auch für niedrigere Breiten gelten (Temperaturkriterium). Findet keine Unterschreitung der Schwellwerttemperatur statt, kann das Auftreten abgasinduzierter Kondensstreifen ausgeschlossen werden. Jedoch sind in einem solchen Fall aerodynamische KS nicht ausgeschlossen. Da sich nur der Entstehungsprozess in der Jetphase (Tab. 1.1) vom abgasinduzierten Kondensstreifen unterscheidet, die restliche Entwicklung aber ähnlich verlaufen kann, sind hierbei ebenfalls klimawirksame Wolkenfelder aus KS-Zirren denkbar.

Im Großen und Ganzen stellen Kondensstreifen in wissenschaftlichen Themengebieten oder Arbeitsgruppen, die sich mit Klima und Flugverkehr auseinandersetzen, einen Forschungsschwerpunkt dar. In dieser Motivation wurden verschiedene wissenschaftliche Aspekte von Kondensstreifen beleuchtet. Letztendlich ist es von Bedeutung, sich intensiver mit diesem Phänomen zu beschäftigen. Die Entstehung sowie Entwicklung von Kondensstreifen wird im nächsten Unterkapitel erörtert.

1.2 Kondensstreifen: Entstehung und Entwicklung

An dieser Stelle soll den Fragen nachgegangen werden, warum sich Kondensstreifen überhaupt bilden, auf welche Arten das geschehen kann, wie sie sich mit der Zeit entwickeln, unter welchen Umständen und Prozessen der Übergang zu Kondensstreifen-Zirrus stattfindet und welche Zerfallsmechanismen existieren. Dafür werden bestimmte Stadien betrachtet, die entweder mit der vom Flugzeug hervorgerufenen Strömungsdynamik oder mit rein atmosphärischen Parametern zu tun haben. Drei junge und noch linienförmige Kondensstreifen sind in Abb. 1.3(b) zu sehen. Zum einen gibt es jene klassischen Kondensstreifen, die sich bei geeigneten atmosphärischen Zuständen in der Abgasfahne hinter der Turbine oder dem Triebwerk ausbilden (Schumann, 1996), zum anderen gibt es auch solche, die aufgrund von Druckunterschieden über den Tragflächen hervorgerufen werden (s. Abschnitt 1.2) – zum Beispiel bei Gierens et al. (2009) beschrieben. Die Fotografie von Jeff Well in Abbildung 1.2(a) auf Seite 7 zeigt solch auf aerodynamischem Weg geformte Eisteilchen hinter einem Airbus A-340, die einen sog. aerodynamischen Kondensstreifen in Erscheinung treten lassen. Der Untergliederung in abgas- und aerodynamisch induzierte Kondensstreifen (s. Abb. 1.2) liegen verschiedene physikalische Mechanismen zu Grunde. Diese Mechanismen sorgen auch dafür, dass es sehr unwahrscheinlich ist, beide „Kondensstreifenarten“ gemeinsam hinter einem Flugzeug vorzufinden.

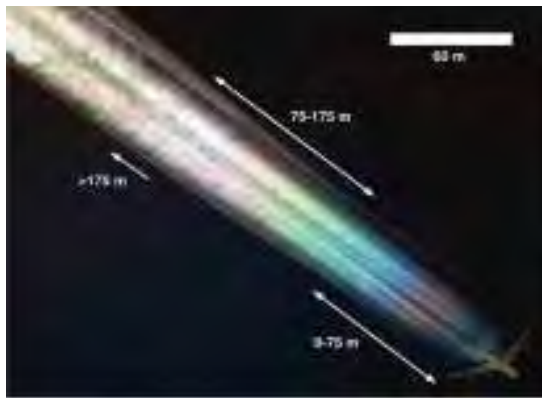
Kondensstreifen können aber auch nach dem Lebensalter klassifiziert werden. In Folge eine Auflistung von möglichen Abhängigkeiten des Lebensalters eines KS:

- Abhängigkeit von atmosphärischen Bedingungen in der Vergangenheit: Temperatur, Windscherung, Eisübersättigung, Strahlung, Turbulenz
- Abhängigkeit vom Flugzeug im Allgemeinen: Geometrie, Triebwerksart, Treibstoffzusammensetzung, Flugpfad, etc.

Im Hauptteil der Arbeit (Kap. 3 und 4) werden u. a. auch Studien zu idealisierten Lebenszyklen von Kondensstreifen beschrieben und der Einfluss bestimmter meteorologischer Bedingungen in Betracht gezogen. Es werden Simulationen der Dispersionsphase untersucht. Man kann beobachten, wie es zur Ausbildung unterschiedlich breiter, langer, optisch dicker oder vertikal mächtiger Kondensstreifen kommt. Je nach Situation treten auch in der Natur charakteristische Kondensstreifenformationen am Himmel auf (s. Abb. 1.4(a)).

1.2.1 Abgasinduzierte Kondensstreifen

Zur Zeit des Ersten Weltkrieges (1914 - 1918) erreichten Flugzeuge (z. B. ALBATROS D.V, GOTHA G.IV) zum ersten mal Flughöhen über 6000 m, die gewöhnlich für die Entstehung von Kondensstreifen aus Triebwerksabgasen in den gemäßigten Breitengraden mindestens erreicht werden müssen. Einer der ersten veröffentlichten Berichte über die Beobachtung von Kondensstreifen reichte Ettenreich (1919) ein. Während eines Aufenthalts in Südtirol konnte er im Jahr 1915 einen Kondensstreifen beobachten, der sich hinter den Motoren eines Fliegers formte. Wie Ettenreich formulierte, kondensierte ein Cumulusstreifen aus



(a) Aerodynamischer Kondensstreifen



(b) Abgasinduzierter Kondensstreifen

Abb. 1.2: Links: Aerodynamisch geformter Kondensstreifen über einem Airbus Flieger der Baureihe A-340. Der weiße Balken markiert die Längenskala, die an die Flügelspannweite angelehnt wurde. In den dünnen Wirbelschläuchen hinter den Flügelspitzen kondensiert ebenfalls Wasserdampf. Kondensstreifen aus dem Abgasstrahl bilden sich in dieser Situation nicht aus. ©Jeff Well. Übernommen von Kärcher et al. (2009). Rechts: Aus den Abgasen der 4 Rolls-Royce Trent Strahltriebwerke induzierter Kondensstreifen hinter einem Airbus aus gleicher Baureihe A-340. Fotograf unbekannt. (Quelle: <http://www.flightforum.ch/>, Abrufdatum: 20.04.2012).

den Auspuffgasen eines Flugzeuges. Zur damaligen Zeit war der Propeller die einzige Antriebsart bei Flugzeugen. Das Strahltriebwerk, mit dem mehr Leistung und höhere Geschwindigkeiten erzielt werden können, ist erst Ende der 30er Jahre entwickelt worden. Bei beiden Motorisierungen kann es zum Auftreten von Kondensstreifen kommen. Ab einer optischen Dicke $\tau \gtrsim 0.02 - 0.03$ streuen die Eisteilchen genug Sonnenlicht, um den Sensitivitätsschwellwert des menschlichen Auges zu überschreiten.

Seit CIAP (*Climate Impact Assessment Program*) im Jahr 1975 gehen Wissenschaftler dazu über, drei nacheinander ablaufende Entwicklungsphasen der Kondensstreifen in der Nachlaufströmung eines Flugzeuges zu beachten, was Tabelle 1.1 benennt.

Phase	Zeitskala	Antrieb
Jetphase	5 – 10 s	Flugzeug, Triebwerke
Wirbelphase	2 – 4 min	Wirbelschleppe (Vorticity)
Dispersionsphase	~ Minuten bis Stunden	Meteorologie, Turbulenz

Tab. 1.1: 3-Stufige Entwicklungsphase bei Kondensstreifen. Dazu wird die zugehörige zeitliche Skala und der jeweilige physikalische Antriebsmechanismus angegeben.

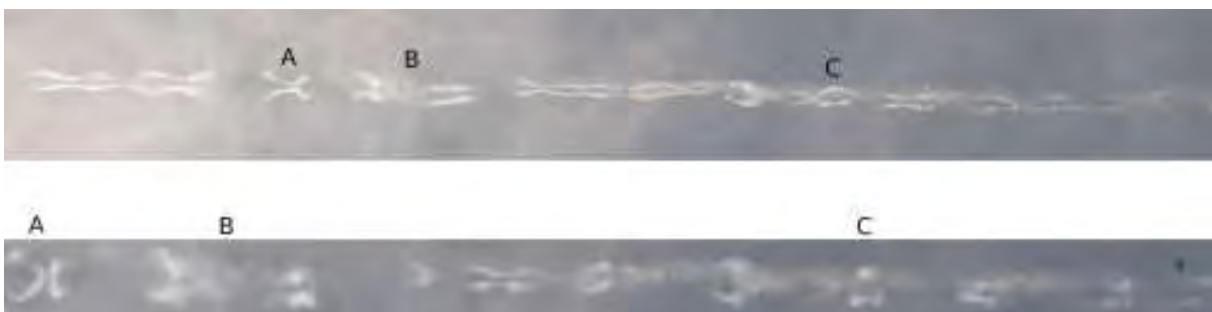
Je nachdem, wie umfassend die Begriffe individuell definiert werden, wird manchmal dazu übergegangen, als dritte Stufe die Dissipationsphase (Zeitskala: 10 – 15 min, Antrieb: Turbulenz) nach der Wirbelphase einzuschieben (Gerz et al., 1998), und dann, anstatt mit der Dispersionsphase, mit der Diffusionsphase abzuschließen. Auf jeden Fall hat die Einteilung in verschiedene Phasen einen physikalischen Hintergrund. Verschiedene Prozesse laufen nämlich auf unterschiedlichen zeitlichen und räumlichen Skalen ab. Grundvoraussetzung für die Entstehung von Eiskristallen im Abgasstrahl ist das Schmidt-Appleman-Kriterium



(a) Wirbelschleppen



(b) Kondenssstreifen



(c) Crow-Instabilität

Abb. 1.3: Fotografien: Wirbelschleppe (a). ©Jahn Scheruhn, Pyrenäen, 2011. Junge Kondenssstreifen in unterschiedlichen Höhen (b). ©Jens Frank. (Quelle: <http://www.wolken-online.de/>, Abrufdatum: 12.04.2012). Crow-Instabilität (c) zu 2 Zeitpunkten ($\Delta t = 10$ s) mit je 3 Markierungen (A, B, C) für den Vergleich. ©Martin Lainer. Aufgenommen am 05.05.2012 über Landshut.

(Schmidt, 1941; Appleman, 1953; Schumann, 1996). Dabei handelt es sich um ein Temperaturkriterium, das für die Umgebungsluft gilt. Ein Temperaturschwellwert T_{SA} (vgl. Abb. 1.5) muss unterschritten werden, damit sich in den rasch abkühlenden Abgasen des Flugzeugnachlaufs eine Sättigung der Luft bezüglich Wasser einstellt. Wie auch der Plot in Abbildung 1.1 bei Untersträßer (2008) nach Schumann (1996) deutlich macht, ist bei Temperaturen über 220 K (-53.15°C) das Schmidt-Appleman-Kriterium nicht unbedingt erfüllt. Interessanterweise hat die Umgebungsfeuchte keinen direkten Einfluss auf die Entstehung der Eiskristalle, nur T_{SA} ist entscheidend. Mit wachsender Umgebungsfeuchte, dem Umgebungsdruck und dem Wirkungsgrad des Flugzeuges steigt der Temperaturschwellwert T_{SA} (Schumann, 1996; Schrader et al., 1997). Ferner führt die Konvertierung gewisser Mengen an Wärmeenergie aus der Verbrennung zu kinetischer Energie im Nachlauf zum Anstieg der Schwellwerttemperatur für die Entstehung der Kondenssstreifen. So ist es theoretisch auch bei absolut trockener Luft ($RH = 0\%$) möglich, dass sich Kondenssstreifen bilden, da kein Schwellwert bezüglich der Umgebungsfeuchte existiert. Später wird noch gezeigt und erläutert, dass die Lebenszeiten der Kondenssstreifen stark von den eisübersättigten Regionen in der oberen Troposphäre abhängig sind.

In einem Review-Artikel von Schumann (1996) wird mit Hilfe einer Erweiterung der Theorie des Schmidt-Appleman-Kriteriums berechnet, welcher Unterschied bei der Verwendung von standardisierten Kerosinkraftstoffen und den möglichen Alternativen (flüssiges Methan, Wasserstoff) bezüglich der Ausbildung von Kondensstreifen zu erwarten ist. Kerosin besteht im wesentlichen aus Kohlenstoff, Wasserstoff und sehr geringen Mengen an Schwefel (maximal 3000 ppm). Zunächst stellt man fest, dass Motoren, die flüssigen Wasserstoff verbrennen, ca. 2.6 mal mehr Wasserdampf pro Verbrennungswärmemenge freisetzen als kerosinbetriebene Motoren (Schumann, 1996). Im Vergleich müsste damit T_{SA} um 10 K höher liegen und aufgrund des Temperaturprofils sollten Kondensstreifen bei niedrigeren Flughöhen vorkommen. Daraus kann man aber keinen verstärkten klimawirksamen Effekt ableiten, zumal viele Fragen nicht geklärt sind. Wird stattdessen flüssiges Methan (CH_4) als Treibstoff verwendet, liegen die Auswirkungen innerhalb jener Grenzen, die für Kerosin und Wasserstoff gelten.

Jetphase

In der Jetphase mischen sich die bis zu 400 °C heißen Abgase mit der kalten Umgebungsluft. Was zu einer sehr schnellen Abkühlung des Gemisches im primären Nachlauf des Flugzeuges führt. Nachdem der durch den Verbrennungsprozess freigesetzte Wasserdampf durch heterogene Nukleation an Partikeln und Aerosolen aus den Abgasen oder der Umgebung zu Wolkentropfen kondensiert ist, vereisen diese Tropfen und bilden damit die ersten Eiskristalle. Appleman (1953) ging davon aus, dass zur initialen Bildung der Kristalle aus dem Wasserdampf zuerst die flüssige Phase des Wassers durchlaufen werden muss. Erst danach kann ein weiteres Wachstum der Eiskristalle direkt aus der Dampfphase auch durch Deposition erfolgen. Ein anderer Ausdruck dafür ist das diffusionsbegrenzte Wachstum (Libbrecht, 2005). Das Ganze geschieht extrem schnell, und zwar in Bruchteilen von Sekunden innerhalb der Jetphase. Was zur Folge hat, dass die Kondensstreifen in sehr kurzer Distanz (im Bereich weniger Dekameter) hinter dem Flieger sichtbar werden (s. Abb. 1.2(b)). Im Fall des Fotos in Abbildung 1.2(b), auf dem ein 75.3 m langer Airbus aus der A-340 Baureihe zu sehen ist, kann man die Strecke von ca. 40 m hinter den Triebwerken ungefähr (leicht optische Verzerrung) schätzen, wo der Beginn des Kondensstreifens zu sehen ist. Natürlich wird dies von sehr vielen unterschiedlichen Parametern abhängen. Es sollte hier nur exemplarisch Beachtung finden. Ein weiterer wichtiger Ablauf ist der Einfang des Abgas-Luft-Gemisches, mit den darin enthaltenen bzw. neu entstandenen Teilchen, in das entgegengesetzt rotierende Wirbelpaar durch den Sog der Vorticity. Eine rotierende Strömung ruft in ihrem Zentrum einen Unterdruck bezüglich des Umgebungsluftdrucks hervor. Dadurch bildet sich eine konvergente Strömung hin zum niedrigeren Luftdruck aus. Bei einem Flugzeug mit gegebener Flügelspannweite entspringt das Wirbelpaar aus der anfänglichen Vorticity/ Zirkulations-Verteilung entlang der Flügel (Kutta-Joukowski Theorem), welche besonders an den Kanten (z. B. Flügelspitzen) groß ist. Die Effektivität dieses Prozesses entscheidet maßgeblich über die Anzahlkonzentration der Eispartikel im Kondensstreifen. Definitionsgemäß endet die Jetphase, wenn die beiden Wirbel aufgerollt sind und ein in sich geschlossenes Strömungsmuster senkrecht zur Flugrichtung vorliegt. Blickt man von vorne auf das Flugzeug, hat der rechte Wirbel zyklonale Vorticity (Drehsinn entgegen dem Uhrzeigersinn) und der linke antizyklonale

Vorticity (Drehsinn im Uhrzeigersinn).

Wirbelphase

Die Partikel, Teilchen und Gase, die nicht im Wirbel des primären Nachlaufs gefangen oder bei dessen Absinken wieder freigesetzt werden, bilden den sekundären Nachlauf. In diesem sind gegebenenfalls auch Eisteilchen enthalten. Die Vorgänge, die in den beiden Flugzeugnachläufen ablaufen, werden durch die Wirbeldynamik gesteuert (Untersträßer, 2008). Allerdings existiert auch ein merklicher Anteil an Eis- und Abgasmasse, der nicht im Wirbelverbund enthalten ist. Nach Gerz et al. (1998) trifft das auf 10 - 30 % der Massen zu. Das Hauptmerkmal in der Wirbelphase ist das Absinken des Wirbelpaares durch die gegenseitige Koppelung. Mit welcher Geschwindigkeit und über welche Distanz die Wirbel absinken, hängt von den Auftriebskräften, die auf die geschlossenen Wirbelschläuche wirken, ab (Misaka et al., 2012). In einer stark trockenstabil geschichteten Atmosphäre mit einer positiven Brunt-Väisälä-Frequenz N_B sinken die Wirbel langsamer ab und legen deshalb eine kürzere vertikale Strecke zurück als jene, die in einem mäßig trockenstabilen Atmosphärenzustand vorkommen. In einer stabil geschichteten Atmosphäre nimmt die potentielle Temperatur θ mit der Höhe z zu.

Die Stabilität beeinflusst in Kombination mit der turbulenten Längenskala und der Eddy-Dissipationsrate ε den Zerfall der Wirbel. Misaka et al. (2012) benutzen bei den Simulationen des Wirbelzerfalls eine schwache Turbulenz ($\varepsilon = 1.2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$) und moderate Temperaturschichtung ($N_B = 0.013 \text{ s}^{-1}$). Diese Werte gelten als repräsentativ in den Luftschichten, in denen der Flugreiseverkehr stattfindet. So zeigen in-situ Flugzeugmessungen in den relevanten Flugreishöhen (9 - 11 km) Eddy-Dissipationsraten zwischen 10^{-8} und $2 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ sowie Brunt-Väisälä-Frequenzen zwischen $0.011 - 0.023 \text{ s}^{-1}$ (Schumann et al., 1995).

Je größer die Flügelspannweite des Flugzeuges, desto größer ist auch der Wirbelabstand zu Beginn. Mit der Zeit nimmt der Wirbelabstand und die Strömungsgeschwindigkeit in den Wirbeln kontinuierlich ab. Es findet eine gegenseitige physikalische Kompensierung statt. Was schließlich in einer nahezu konstanten Wirbel-Absinkgeschwindigkeit (ca. $1 - 2 \text{ m s}^{-1}$) mündet. Nimmt man eine 2 - 4 Minuten andauernde Wirbelphase an, so kann das Wirbelpaar während dieser Zeit, ausgehend vom horizontalen Flugniveau, in etwa 100 bis 500 m nach unten sinken. Größere Distanzen werden bei größeren Flugzeugen erreicht. Studien von Lewellen und Lewellen (2001) ergaben, dass während des Absinkvorgangs merklich Eiskristallmasse, bedingt durch eine adiabatische Erwärmung der eingeschlossenen Luft, im primären Nachlauf verloren geht. Aufgrund der höheren Temperatur nimmt der Sättigungsdampfdruck über einer Eisfläche zu und die relative Feuchte ab. Sinkt RH_i auf Untersättigungsniveau ($< 100 \%$), sublimieren Eiskristalle und die Eismasse nimmt ab. Der Einfluss der Flugzeuggeometrie, insbesondere die Flügelspannweite, entscheidet deshalb auch maßgeblich über die Kristallverlustrate, wie ein Vergleich bei Wirbelphasensimulationen für ein Embraer 170-Flugzeug und einer Boeing B747 ergeben hat (Untersträßer, 2008). Generell nimmt der prozentuale Anteil an verloren gegangenen Eiskristallen während der Wirbelphase mit zunehmender Feuchte bzw. Eisübersättigung, abnehmender

Umgebungstemperatur und geringerer Eiskristallanzahl bei Simulationsstart ab (Untersträßer und Sölch, 2010).

Beim Effekt der Crow-Instabilität auf Kondensstreifen ist die vom Flugzeugflügel ausgelöste Wirbeldynamik entscheidend. Wie Crow (1970) während seiner Arbeit für den Flugzeughersteller Boeing gezeigt hat, zerfallen die parallel angeordneten Wirbelpaare mit entgegengesetzter Vorticity während der Wirbelphase nicht nur durch Diffusion sondern auch durch eine sinusartige Schwingung, die in einem instabilen Zustand enden kann. Ausschnitte aus solch einem Zyklus zeigt das Foto in Abbildung 1.3(c) auf Seite 8. Erreichen die Amplituden der Sinusschwingungen eine bestimmte Grenze, können sich in berechenbaren Abständen Wirbelringe ausformen. Die anderen Teile des linienförmigen Kondensstreifens haben sich bis dahin aufgelöst. Es sind typische Lücken entstanden. Die Crow-Instabilität ist also eine mögliche Ursache für den raschen Wirbelzerfall beim Absinkvorgang.

Numerische Simulationen machen den Einfluss der atmosphärischen Temperaturschichtung (Stabilität) in der Atmosphäre auch auf die Crow-Instabilität deutlich. Am Anfang beeinflusst sich das Wirbelpaar gegenseitig so, dass kleine sinusförmige Oszillationen im Wirbelbereich auftreten und sich abhängig vom Atmosphärenzustand verstärken (vgl. Foto in Abb. 1.3(c)). Die weitere Entwicklung kann in symmetrischen oder antisymmetrischen Wellenmoden verlaufen. Ein Wachstum der Störungen erfolgt durch Interaktion des Wirbelpaares oder durch Selbstinduktion. Letztendlich führt das zu einem exponentiellem Wachstum der Wellenamplitude. Beim Überschreiten einer kritischen Grenze berühren sich die Wirbel. Danach entsteht eine Kette von Wirbelringen. Diese Ringe oszillieren weiter, wechselwirken mit sich selbst und der Atmosphäre, sodass es zum Auftreten von Doppelringstrukturen kommen kann. Auch in numerischen Simulationen wurde dieses Phänomen untersucht (Misaka et al., 2012). Nicht selten treten trichterförmige Strukturen auf, wenn durch eine sekundäre Wirbelströmung Eiskristalle aus dem Wirbelzentrum nach außen transportiert werden. Die beschriebenen Strukturen können außerhalb von numerischen Simulationen nur beobachtet werden, wenn ein Indikator die Sichtbarkeit gewährleistet. Als optischer Indikator können Kondensstreifenteilchen (Eiskristalle) dienen, die in den Wirbeln und Ringen gefangen bleiben.

Die Wirbelphase endet, wenn das geordnete Strömungsbild der Wirbel in mehr oder weniger zufällige Bewegungen (Turbulenz) übergeht, unabhängig davon, ob es zu Instabilitäten kommt oder nicht.

Dispersionsphase

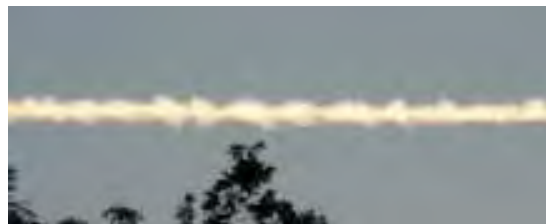
Vor allem Eispartikel aus dem sekundären Flugzeugnachlauf existieren über die Wirbelphase hinaus und stellen die Grundlage für die weitere Entwicklung in der Dispersionsphase dar (Gierens und Jensen, 1998). Dort wachsen sie an, sofern der überschüssige Wasserdampf aus der Umgebungsluft noch nicht abgebaut ist und erhöhen somit die Eismasse pro Luftvolumen. Steht dem Kondensstreifen nicht genügend feuchte Luft zur Verfügung, wird er sich innerhalb kurzer Zeit wieder auflösen. Das Einmischen der Eiskristalle in



(a) KS-Zirren



(b) KS-Virga



(c) KS-Mammatus

Abb. 1.4: Fotografien: KS-Zirren (a), KS-Virga (b) und KS-Mammatus (c). ©Martin Lainer. Aufnahmen über Landshut vom: 27.08.2012 (a), 23.06.2012 (c) und 21.02.2012 (b).

die Umgebungsluft macht deutlich, dass jetzt die meteorologischen Bedingungen (Feuchte, Temperatur, Wind) an Bedeutung gewinnen. Zusätzlich gleitet der primäre Nachlauf, bedingt durch die relativ zur Umgebung erhöhte potentielle Temperatur bei stabiler Temperaturschichtung in der Troposphäre, vertikal auf. Für die Verdünnung und Verbreiterung des Kondensstreifens hin zum KS-Zirrus (s. Abb. 1.4(a)) ist hauptsächlich die atmosphärische Turbulenz, die Geschwindigkeits- und Richtungsscherung des Windes mit der Höhe verantwortlich. Je stärker die Windscherung, desto stärker ist die Verdünnung der Eiskristallkonzentration und umso größer ist die horizontale KS-Breite sowie die optische Dicke τ (Untersträßer, 2008). Weitere Ausbreitungs- und Verdünnungsmechanismen schließen natürlich Sedimentations- und auch Aggregationsprozesse mit ein. Mit zunehmendem Alter der Kondensstreifen geht die linienförmige Struktur verloren und es wird schwierig, eine quantitative Trennung zur natürlichen Zirrenbewölkung vorzunehmen. Diese Verwandlung ist ein bedeutendes Merkmal der Dispersionsphase

Je nach Betrachtung endet die Dispersionsphase entweder, wenn die Flugzeugemissionen so weit verdünnt sind, dass eine eindeutige chemische oder physikalische Zuordnung nicht mehr möglich ist, oder sich der Kondensstreifen komplett aufgelöst hat. Es hängt aber auch wieder von der Definition ab, wann ein Kondensstreifen nicht mehr vorhanden ist. Die Kriterien können sich auf verschiedene Dinge beziehen:

- Existenz von Eiskristallen
- Optische Sichtbarkeit

- Detektion mit Fernerkundungsmethoden (LIDAR, RADAR)

Ein anderer Ansatz für eine differenzierte Einteilung der Entwicklungsphasen des abgasinduzierten Kondensstreifens verwendet eine Dissipations- und Diffusionsphase anstatt der Dispersionsphase. Aus der vormalig geordneten symmetrischen Wirbelströmung gehen im Verlauf der Dissipation turbulente Muster hervor. Dabei schwächt sich die im Wirbelpaar mitgeführte Energie ab, indem sie nach und nach auf das atmosphärische Hintergrundfeld verteilt wird (Gerz et al., 1998). Nachdem die Störung des atmosphärischen Strömungsmusters durch das Flugzeug abgeklungen ist, gewinnt die Meteorologie zunehmend an Bedeutung. Windscherung, Strahlung, synoptische Hebungsvorgänge oder turbulente Durchmischung sorgen für eine mehr oder weniger rasche Verbreitung und Verdünnung des Kondensstreifens im Flugzeugnachlauf. Die Dissipationsphase berücksichtigt nur die vom Flugzeug erzeugte Turbulenz und stellt praktisch den Übergang von der Wirbelphase zur Dispersionsphase dar. Die rein physikalischen Vorgänge (Eismikrophysik und Durchmischung) unterscheiden sich in der Dissipations- und Dispersionsphase nicht.

1.2.2 Aerodynamische Kondensstreifen

Aerodynamische Kondensstreifen unterscheiden sich wesentlich in ihrer optischen Erscheinung zu den abgasinduzierten, was schon in den Fotografien der Abbildung 1.2 deutlich wird. Ein sichtbares Merkmal kann bei entsprechendem Sonnenstand ein irisierendes Lichtspiel beim Blick auf die Unterseite des KS sein. Ändert sich der Blickwinkel hat das einen Einfluss auf das Farbmuster, weil das nicht nur durch den Extinktionskoeffizienten, sondern auch durch Form der Streuphasenfunktion bestimmt wird. Die besten Farbeffekte sollten aus optischen Gründen nahe der Sonne zu beobachten sein, denn dort überschattet die Vorwärtstreueung der Eiskristalle die atmosphärische Rayleigh Streueung aus dem Hintergrund (Kärcher et al., 2009).

Der Auslöser für die Entstehung der Eiskristalle (in Jetphase) ist ein starker lokaler Druckabfall über den Tragflächen, der zu einer starken adiabatischen Abkühlung führt. Gierens et al. (2009) stellten heraus, dass deshalb extrem hohe Feuchteübersättigungen ($\gtrsim 1000\%$) in kurzer Distanz (1-2 m) über den Flugzeugflügeln existieren können. Der Druck kann um bis zu 50 hPa fallen, wodurch die Temperatur um typischerweise 20 K abnimmt.

Wie schon vermutet werden konnte, treten aerodynamische Kondensstreifen unter anderen Umständen und damit entkoppelt von Kondensstreifen aus Abgasen auf. Trotzdem gilt die 3-Stufige Einteilung der Kondensstreifenentwicklung in Jetphase, Wirbelphase und Dispersionsphase auch für die aerodynamisch induzierten. Es laufen lediglich andere physikalische Prozesse ab, die zur Bildung der Eiskristalle in der Jetphase führen. Lufttemperaturen, die das Schmidt-Appleman-Kriterium erfüllen und unabdingbar für abgasinduzierte KS sind, hindern wohl eher die Entstehung von aerodynamischen KS. Solange bei wärmeren Umgebungstemperaturen die adiabatische Abkühlung über der Flügelfläche dafür sorgt, dass die Temperaturen lokal auf so niedrige Werte sinken, dass der in der Luft vorhandene Wasserdampf zu Eisparkeln gefriert, kann sich ein aerodynamischer KS ausbilden. Mikrophysikalisch geschieht das über die homogene Nukleation

auf flüssige Aerosolteilchen aus der Umgebung. Da die Eiskristalle direkt über (und/oder unter) den Flügeln entstehen, mit einer stark an die Dynamik der Luftströmung gekoppelten Mikrophysik, erscheint das Flugzeug als vorderster Teil des Kondensstreifens ohne Lücken dazwischen. Die anfängliche Breite des KS entspricht in etwa der Flügelspannweite des Flugzeuges. Forschungsarbeiten von Kärcher et al. (2009) ergaben, dass aerodynamische Kondensstreifen geringere EK-Anzahlkonzentrationen ($10^{10} - 10^{11} \text{ m}^{-1}$) und EK-Durchmesser (mittlere Durchmesser: $0.15 - 3 \mu\text{m}$) haben und deshalb optisch sehr dünn sind. Nur bei Temperaturwerten über ca. 232 K auf Fluglevel werden sie sichtbar. In den mittleren Breiten kann man deshalb diese Art von KS äußerst selten bestaunen. Häufiger treten sie in tropischen Gebieten auf, wo auf den Fluglevels in der oberen Troposphäre die benötigten Temperaturen öfters vorkommen. Häufig werden Beobachtungen aus anderen Flugzeugen gemacht, die unterhalb den Flugzeugen fliegen, die aerodynamische Kondensstreifen erzeugen (s. auch Abb. 1.2(a)). Aufgrund der beschriebenen mikrophysikalischen Eigenschaft und den Umgebungsbedingungen wachsen die Teilchen nicht sehr schnell an und können deshalb auch leicht in eisuntersättigter Luft sublimieren (Kärcher et al., 2009).

1.3 Wolkenauflösende Modellierung von Kondensstreifen

Seit geraumer Zeit werden Kondensstreifen mit numerischen Methoden modelliert. Man könnte sich die Frage stellen, was derartige Untersuchungen motiviert. Interessiert man sich für die Entwicklung von Kondensstreifen, sind Messkampagnen nicht immer das ideale Mittel, weil sie manchmal technologisch sehr aufwendig und vom Budget betrachtet nicht immer realisierbar sind. Zudem können damit nicht alle möglichen Parameter (Meteorologie, Flugzeug, Ort, etc.), die bei der Kondensstreifenentwicklung wichtig sind, untersucht und analysiert werden. Darum bieten computergestützte Simulationen mit hochaufgelösten numerischen Modellen eine weitere nützliche Zugangsmöglichkeit, Kondensstreifen und deren Einfluss auf die Atmosphäre besser zu verstehen. Da der Kondensstreifenbedeckungsgrad über flugverkehrsreichen Regionen zu bestimmten Zeiten durchaus beträchtlich ist, kann dieser Sachverhalt in naher Zukunft eine Bereicherung in der modernen Wettervorhersage und Klimaprognose darstellen.

In der Vergangenheit wurden beispielsweise am DLR–IPA numerische Simulationen von verschiedenen Phasen der Kondensstreifenentwicklung und deren Übergang in Zirren mit einem hochaufgelösten LES Modell, dem nicht-hydrostatischen, anelastischen Modell EULAG (Smolarkiewicz und Margolin, 1997; Prusa et al., 2008) und einem daran gekoppelten BULK-Eismikrophysikmodul (Spichtinger und Gierens, 2009a) durchgeführt (Untersträßer, 2008; Untersträßer und Gierens, 2010a,b). Genauere Informationen dazu liefert Kapitel 2, wo unter anderem auch das in dieser Masterarbeit verwendete EULAG–LCM Modell vorgestellt wird und die spezifischen Unterschiede zum EULAG–BULK Modell herausgearbeitet werden.

Bei bisherigen numerischen Studien stand meistens die Jet- und Wirbelphase der Kondensstreifenevolution im Vordergrund. Bis auf einige Ausnahmen, wo Kondensstreifen bis zu Lebenszeiten von 6 h modelliert, anschließend analysiert wurden und folglich das

Augenmerk stärker auf die Dispersionsphase (s. Kap. 1.2) gerichtet war. Führt man numerische Simulation von langlebigen Kondensstreifen durch, stellt sich das Problem, dass die Entwicklung durch die initialen Bedingungen (z. B. EK-Anzahl) gesteuert wird. Man benötigt für die Entwicklungsphasen (s. Tab. 1.1) unterschiedliche Modelle, um die Prozesse auf den Zeit- und Raumskalen auflösen zu können. Arbeiten von Untersträßer und Gierens (2010a,b) nehmen erstmals realistische Anfangsbedingungen für die Dispersionsphasensimulationen an, die den differenzierten Verläufen in der Wirbelphase gerecht werden. Mit einem LES-Modell (EULAG – BULK) wird der Übergang von KS zu KS-Zirrus bis maximal 6 h simuliert. Von nun an wird überwiegend nur noch von Kondensstreifen (KS) gesprochen, auch wenn sie sich schon stark verbreitert haben. In einem ersten Schritt ist der Einfluss der relativen Feuchte RH_i , Umgebungstemperatur auf Flugniveau T_F (Flughöhentemperatur) und vertikalen Windscherung $s = du/dz$ auf optische, geometrische und mikrophysikalische Kondensstreifen Eigenschaften in einer Parameterstudie untersucht worden (Untersträßer und Gierens, 2010a). In einem zweiten Schritt hat man sich der Wirkung von atmosphärischer Schichtung, der vertikalen Ausdehnung der übersättigten Luftschicht, verschiedenen Strahlungsszenarien und der Variation der bei Simulationsstart initiierten EK-Anzahl und Eismasse zugewendet (Untersträßer und Gierens, 2010b).

Man hat festgestellt, dass die relative Umgebungsfeuchte der wichtigste Faktor in der Dispersionsphase ist und die Eismasse, optische Dicke und somit die totale Strahlungsextinktion bestimmt. Nur ab bestimmten RH_i Werten ($\gtrsim 120\%$) können sich Kondensstreifen sichtbar verbreitern. Herrschen schwächere Übersättigungen, gewinnen Verdünnungsprozesse (z. B. Scherungsverbreiterung, Sedimentation, Sublimation) die Oberhand über Kristallwachstumsprozesse (z. B. Deposition). Während in der Wirbelphase mehr Eiskristalle bei höheren Temperaturen verloren gehen, wirken sich Temperaturunterschiede in der Dispersionsphase auf die Größenverteilung der Eispartikel aus, weil die Wasserdampfkonzentrationen mit steigender Temperatur zunehmen. Der Kondensstreifen besteht nun aus einer Kernregion (hohe EK-Anzahl-Konzentration, hohe H_2O Depositionsrate, $RH_i \approx 100\%$) und einem Fallstreifen (hohe Eismasse-Konzentration), der durch sedimentierende Eiskristalle entsteht. Ein KS-Virga ist auf dem Foto der Abbildung 1.4(b), das Ende Februar aufgenommen wurde, zu sehen. Sedimentation führt häufig zu einer Dehydrierung der Luft im gesamten Gebiet des Kondensstreifens und limitiert seine Lebenszeit (Untersträßer und Gierens, 2010a). Bemerkenswerterweise wird die totale Extinktion, die optische und geometrische Eigenschaften vereint, deutlich mehr von Feuchteparametern und der Umgebungstemperatur abhängen als von der Scherung.

Des weiteren spielt die Anzahlkonzentration der Eiskristalle, die zu Beginn der dispersierenden Phase noch zur Verfügung stehen, eine bedeutende Rolle. Nun, in der Jetphase kann man abschätzen, dass sich in etwa genau so viel Eiskristalle pro Flugmeter N formen, wie Rußpartikel von den Triebwerken pro Flugmeter emittiert werden. Wird ein Kilogramm Treibstoff verbrannt, werden je nach Flugzeugtyp 10^{13} - 10^{15} kg^{-1} Rußpartikel freigesetzt, sodass man im Schnitt mit 10^{12} - 10^{13} m^{-1} Eiskristallen rechnen darf. Der wesentliche Verlust an Eiskristallen findet im primären Nachlauf noch während der Wirbelphase statt. Dort sublimiert ein gewisser Anteil (0.001 - 1 %) unabhängig von N (Untersträßer, 2008) aufgrund vorherrschender Temperatur- und Feuchtebedingungen. Eine Erhöhung von N hat über die 6-stündige Simulationsdauer immer zu einem Anstieg in der

totalen Extinktion (horizontales Integral über die Extinktion) und der optischen Dicke geführt. Liegen mehr Eiskristalle vor, so kann die totale Eismasse stärker anwachsen, weil die größere Eiskristallkonzentration den Wasserdampf in der eingemischten Umgebungsluft schneller und effektiver zur Deposition bringt. Eine erhöhte Eiskristallkonzentration ist im Vergleich zur niedrigeren meist mit kleineren Eispartikeln verbunden, deren effektive Oberfläche für die Reaktion größer ist. Ferner steigt auch die Verbreitungsgeschwindigkeit des Kondensstreifens mit höheren N -Werten.

Unter hoher Eisübersättigung S_i und (oder) Temperatur können Strahlungseffekte die Lebenszeiten von Kondensstreifen verlängern. Wobei verschieden starke Sensitivitäten auftreten. Eine Bewölkung unterhalb eines Kondensstreifens hat eine höhere Auswirkung als die Jahres- oder Tageszeit. An einem wolkenfreien Sommertag herrschen oft die besten Bedingungen für ein Kondensstreifenwachstum durch Hebungsvorgänge, gemessen an der Entwicklung der Eismasse und Querschnittsfläche. Konträrerweise sind die Bedingungen an bedeckten Winternächten im Schnitt am schlechtesten. Ein kombiniertes Strahlungs- und Stabilitätsszenario hat ergeben, dass bei einer schwach labilen Atmosphärenschichtung der Eismassegehalt zwei bis dreimal so hoch sein kann, wie bei einer sehr stabilen Schichtung. Interessanterweise hängt die Dicke der eisübersättigten Schicht nicht mit den Entwicklungsprozessen im Kondensstreifenkernbereich zusammen, solange dieser eine Dicke von 500 m nicht überschreitet (Untersträßer und Gierens, 2010b).

Die in den letzten Absätzen vorgestellten Ergebnisse wurden mit dem EULAG–BULK Modell gewonnen. Im Kapitel 3.1 werden die Ergebnisse noch genauer beschrieben und schließlich mit den Simulationsergebnissen des EULAG–LCM Modells aus dieser Masterarbeit verglichen. Es ist wichtig, die Abläufe in der Dispersionsphase zu verstehen, denn nur langlebige Kondensstreifen haben einen merklichen Einfluss auf das Klima im Erdsystem. Was bereits erörtert wurde. Letztendlich besteht, rein wissenschaftlich betrachtet, für eine bessere Kenntnis und Interpretation der Dispersionsphase noch Forschungsbedarf. Darum sollen jetzt Simulationen mit dem LES Modell EULAG–LCM (Sölch und Kärcher, 2010) durchgeführt werden, um über einen Zeitraum von maximal 10 h (6 h bei Vergleichsstudien mit EULAG–BULK Modell) die Kondensstreifenentwicklung in der Dispersionsphase möglichst vollständig aufzulösen. Der Modellvergleich soll die physikalische und numerische Konsistenz der durchgeführten Berechnungen in einer gewissen Bandbreite gewährleisten. Zudem werden neue Analysemöglichkeiten, die das neue LCM Modul bietet, vorgestellt und die Vorteile diskutiert. Zum Beispiel ist es möglich, detailliertere Eiskristallgrößenverteilungen im Kondensstreifen zeitlich auszugeben. Die Aggregation, ein wichtiger Prozess in Eiswolken, wird nun erst in den numerischen Simulationen modellierbar (Sölch, 2009; Sölch und Kärcher, 2010). Im Kapitel 3 wird man sich auch damit ausführlicher beschäftigen und das Ausmaß der Aggregation in Kondensstreifen bei einigen speziellen Fallstudien eruieren.

Nachfolgend wird die Rolle der homogenen Eisnukleation in Bezug auf die KS-Simulationen diskutiert. Eine Bildung von Zirren auf natürliche Weise durch homogene Nukleation benötigt eine Luftfeuchte, die einen temperaturabhängigen Schwellwert $RH_{i,crit}$ überschreitet (Koop et al., 2000):

$$RH_{i,crit} = 2.583 - \left(\frac{T}{207.83} \right) \quad (1.2)$$

Homogene Nukleation – Feuchteschwellwert

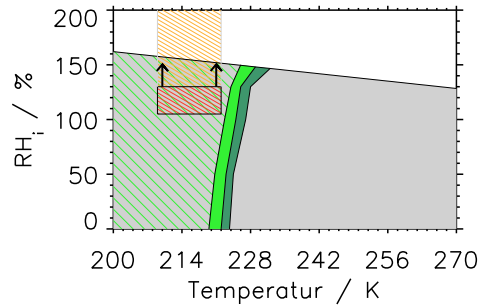


Abb. 1.5: Feuchteschwellwert für homogene Nukleation (Natürliche Zirrenbildung). Oberkante des grau gefärbten Bereichs gibt den Feuchteschwellwert in % bezüglich Eis für die homogene Nukleation und in Abhängigkeit der Temperatur $T \in [200, 270]$ K an. Grün schraffierte Fläche: Typischer Entstehungsbereich für abgasinduzierte Kondensstreifen bis zu einem Umgebungsdruck p_0 von 200 hPa nach Schmidt-Appleman-Kriterium mit Temperaturschwelle T_{SA} (Schumann, 1996). Hellgrüne Fläche: Zusätzliche Abdeckung des Drucklevels bis 250 hPa. Dunkelgrüne Fläche: zusätzliche Abdeckung des Drucklevels bis 300 hPa. Rot schraffierte Fläche: Eingrenzung der Temperatur auf Flugniveau ($209 \text{ K} \leq T \leq 222 \text{ K}$) und der relativen Feuchte bzgl. Eis ($105 \% \leq RH_i \leq 130 \%$), in Korrespondenz zum Vergleich der Standardsimulationen in Kap. 2.1 und deren Parameterraum, s. Tabelle 3.1. Orange schraffierte Fläche zeigt den Feuchtebereich an, der erreicht werden kann, wenn synoptische Hebungs Vorgänge untersucht werden.

Die Abbildung 1.5 zeigt, wie die Schwellwertfeuchte $RH_{i,crit}$ mit zunehmender Temperatur abnimmt. Die Nukleationsschwellwerte im Bereich, in denen gewöhnlich Kondensstreifen auftreten, reichen in Abbildung 1.5 von gerundet 162 % bei 200 K und 146 % bei 230 K. Darunter findet keine natürliche Zirrenbildung statt. Für die Standardsimulationen in Kapitel 3 gilt der rotschraffierte Bereich für die Temperatur- und Feuchtevariationen bei der Initialisierung auf Fluglevel. Natürlich treten Kondensstreifen auch bei relativen Feuchten auf, die über dem Nukleationsschwellwert liegen. In der Abbildung 1.5 sind die grünen Flächen aber nur bis zum Feuchteschwellwert geplottet. Wird ein Kondensstreifen im Gebiet oberhalb der grauen Fläche simuliert und analysiert, so sollte eigentlich die homogene Nukleation nicht vernachlässigt werden. Zur Eingrenzung der Komplexität wird bei den idealisierten KS-Studien in dieser Arbeit auf die Entstehung von Eisteilchen durch natürliche Nukleation verzichtet.

Das zweite Kapitel behandelt die numerischen Modellsysteme und Methoden, die für die Untersuchungen verwendet worden sind. Vor allem in der Behandlung der Eismikrophysik treten Unterschiede im EULAG-LCM und EULAG-BULK Modellsystem auf. Neue Simulationen sind mit dem EULAG-LCM Modell durchgeführt worden. Für den Vergleich mit dem EULAG-BULK Modell wurden Daten aus der Arbeit von Untersträßer (2008) herangezogen. Ferner geht Kapitel 2 auf die verwendeten Computerressourcen, die Datenvisualisierung und den schematischen Aufbau einer Simulation ein.

Welche Resultate in der praktischen wissenschaftlichen Phase der Masterarbeit erzielt worden sind, werden mit Kapitel 3 und Kapitel 4 vermittelt. Ein Hauptaugenmerk wird auf die Vergleichsstudie der beiden Modelle gelegt (Kap. 3). Es werden Gemeinsamkeiten und Unterschiede in den Ergebnissen der Simulationen diskutiert. Eiskristallgrößenverteilungen sind ebenso von Bedeutung wie Lebenszyklen und weitere optische, geometrische und mikrophysikalische Eigenschaften von Kondensstreifen im zeitlichen Verlauf und in der Verteilung im Raum. Sensitivitätsstudien (Kap. 4), aus dem rein physikalischen Bereich einerseits, und dem numerisch dispersiven andererseits, runden die Arbeit sinnvoll ab. Dies hilft, damit die Genauigkeit der Ergebnisse quantifiziert werden kann. Man erreicht das, indem man ausgewählte Parameter (physikalischer oder numerischer Natur) variieren lässt und anschließend prüft, wie stark die Ergebnisse für einen veränderten Parameter schwanken.

Ganz zum Schluss werden in Kapitel 5 die wichtigsten Punkte zusammengefasst und ein gezielter fachwissenschaftlicher Ausblick präsentiert.

Kapitel 2

Modellsysteme und Methoden

Das zweite Kapitel stellt die Grundlagen der verwendeten numerischen Modelle und Methoden vor. Im speziellen werden Unterschiede und Gemeinsamkeiten zwischen dem EULAG – LCM Modell (Sölch und Kärcher, 2010) und EULAG – BULK Modell (Spichtinger und Gierens, 2009a,b) herausgestellt. Dabei wird auf die Behandlung der Mikrophysik bei der dynamischen Entwicklung der simulierten Kondensstreifen besonders Wert gelegt. Zudem werden technische Details, Arbeitsabläufe bzw. Vorgehensweisen und Programme zur Datenauswertung und Visualisierung beschrieben.

2.1 Modellvergleich: EULAG – LCM und EULAG – BULK

Das Unterkapitel 2.1.1 erläutert das Grundmodellsystem EULAG (Smolarkiewicz und Margolin, 1997; Prusa et al., 2008), 2.1.2 und 2.1.3 zeigen spezielle, individuelle Modelleigenschaften auf und der letzte Abschnitt (2.1.4) behandelt den Vergleich der Eismikrophysik zwischen den Modellversionen.

2.1.1 Grundmodellsystem – EULAG

Der dynamische Kern im EULAG – LCM und EULAG – BULK Modell beruht auf dem nicht-hydrostatischen und anelastischen Modell EULAG, dessen Bewegungsgleichung, thermodynamische Gleichung und Kontinuitätsgleichungen bei Berücksichtigung feuchta-diabatischer Prozesse folgendermaßen lauten:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\vec{\nabla}\frac{p'}{\bar{\rho}} + \vec{g}\frac{\theta'_d}{\bar{\theta}} - f\vec{k} \times \vec{u}' + \vec{D}_u \quad (2.1)$$

$$\frac{d\theta'}{dt} = -\vec{u} \cdot \vec{\nabla}\theta_e + Q_R + Q_H + \vec{D}_\theta \quad (2.2)$$

$$0 = \vec{\nabla} \cdot (\bar{\rho}\vec{u}) \quad (2.3)$$

$$\frac{dq_v}{dt} = \vec{D}_{q_v} - Q_N - Q_D \quad (2.4)$$

In diesem Gleichungssystem (Gl. (2.1) bis (2.4)) steht \vec{u} für den dreidimensionalen Windvektor mit den Komponenten in x-, y- und z-Richtung, ρ für die Dichte der Luft, p für den Luftdruck in der Atmosphäre und θ für die potentielle Temperatur.

$$\theta = T \cdot \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{c_p}}$$

Da vertikale Bewegungen von Luftpaketen mit guter Näherung adiabatischen Zustandsänderungen genügen, ist die potentielle Temperatur eine hilfreiche Variable, um Temperaturen von Luftpaketen auf verschiedenen Druckleveln miteinander zu vergleichen. θ ist ein Maß für die Summe aus innerer und potentieller Energie, die in einem Luftpaket enthalten ist. Die potentielle Temperatur ist somit die Temperatur, die ein Luftpaket annehmen würde, wenn es adiabatisch auf ein Referenzdrucklevel p_0 von z. B. 1000 hPa gebracht werden würde. R_d bezeichnet die spezifische Gaskonstante für trockene Luft ($287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$) und c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck ($1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$). Die Gleichung (2.1.1) lässt sich aus der Adiabatengleichung idealer Gase durch Integration über p_0 bis p herleiten.

Der Vektor \vec{g} stellt die Erdbeschleunigung und f den Coriolisparameter dar, wobei nur dessen vertikale Komponente von Bedeutung ist. Dies wird durch die Multiplikation von f mit dem vertikalen Einheitsvektor \vec{k} ausgedrückt. Mit q_v wird das Wasserdampf-Mischungsverhältnis bezeichnet, das die Menge an Wasserdampf in Kilogramm pro Kilogramm trockener Luft angibt.

$$q_v = \frac{m_v}{m_d} \quad (2.5) \quad q_i = \frac{m_i}{m_d} \quad (2.6)$$

Die Formel 2.6 gibt das Gleiche an, nur in Bezug auf das in Wolken enthaltene Eis (Wolkeneis-Mischungsverhältnis). Die verschiedenen indizierten \vec{D} Vektoren repräsentieren viskose Kräfte für die unterschiedlichen physikalischen Größen. Dort werden die Diffusionskoeffizienten über eine zeitabhängige Gleichung, in der die turbulente kinetische Energie verwendet wird, bestimmt. Der Index e einer Variablen bezieht sich immer auf einen Umgebungszustand in der Atmosphäre. Für solch einen Zustand muss die anelastische Kontinuitätsgleichung (2.3) nicht unbedingt erfüllt sein. Liegen Abweichungen (Störungen) vom Umgebungszustand vor, so wird dies mit einer gestrichelten Größe ausgedrückt. Beispielsweise gilt:

$$\begin{aligned} \theta' &= \theta - \theta_e \\ \vec{u}' &= \vec{u} - \vec{u}_e \end{aligned}$$

Grundzustandsgrößen werden mit einem Querstrich über der jeweiligen Variable gekennzeichnet. Somit stehen die Variablen $\bar{\rho}$ und $\bar{\theta}$ für die Standardprofile der Luftdichte und potentiellen Temperatur. Die Standardprofile können jedoch Inhomogenitäten aufweisen, sodass man sich bevorzugt auf die Abweichungen der Umgebungsvariablen beziehen sollte.

Q_R in (2.2) bezeichnet den durch Strahlungsvorgänge induzierten diabatischen Quellterm. Q_H beschreibt die Freisetzung latenter Wärme bei Wasserdampfdeposition auf die Eiskristalle oder den Verbrauch von Wärme bei der Sublimation, je nach Vorzeichen. In der Kontinuitätsgleichung für das Wasserdampf-Mischungsverhältnis (Gl. (2.4)) gibt es zwei Terme (Q_N und Q_D), die Senken für den Wasserdampf sind. N steht für Nukleation, da sich die erste Senke auf den Verlust von gasförmigen H_2O bei der Entstehung von Eiskristallen bezieht. D steht für Deposition, wo der Wasserdampf direkt zu neuen Eisschichten auf dem Kristall umgewandelt wird (die flüssige Phase wird übersprungen). Genauso gelten die zwei Terme für den Wasserdampfverlust an flüssige Aerosol Teilchen.

Um eine modellspezifische (vgl. Kap. 2.1.4) Wolkenmikrophysik im EULAG-Code zu verwirklichen, dürfen feuchtadiabatische Prozesse nicht vernachlässigt werden. Es muss eine geeignete Verbindung zwischen Dynamik und Thermodynamik hergestellt werden (Grabowski und Smolarkiewicz, 2002). Dies kann über die Einführung einer dichtegewichteten potentiellen Temperatur θ_d (vgl. Emanuel, 1994) geschehen:

$$\theta_d = \theta + \bar{\theta}(\varepsilon_p q_v - q_i) \quad (2.7)$$

mit $\varepsilon_p = (1/\varepsilon_g) - 1$, wobei $\varepsilon_g = R_d/R_v$ für das Verhältnis der idealen Gaskonstanten für trockene Luft und Wasserdampf steht ($R_v = 462 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Ein Euler'scher Ansatz, wie er von Smolarkiewicz und Margolin (1997) beschrieben ist, wird zur numerischen Lösung des dynamischen und thermodynamischen Gleichungssystems in EULAG benutzt. Dafür wird ein allgemeiner Stromfunktionsvektor $\vec{\Psi}$, der die Variablen θ' , u , v , w enthält und ein Antriebsvektor \vec{F} der Variablen eingeführt. Näherungsweise gilt:

$$\vec{\Psi}_i^{n+1} = \mathbf{LE}_i(\vec{\Psi}) + 0.5\Delta t \cdot \vec{F}_i^{n+1} \quad (2.8)$$

Hier beschreibt \mathbf{LE}_i den verallgemeinerten Transportoperator, $\vec{\Psi} := \vec{\Psi}^n + 0.5\Delta t \cdot \vec{F}^n$ und die Indizes i , n stellen Koordinaten in Raum und Zeit dar. In diesem Fall (Gl. (2.8)) ist die Trapezregel (mathematisches Verfahren zur Lösung eines Integrals einer Funktion in einem bestimmten Intervall) für die numerische Näherungslösung verwendet worden. Eine andere Bezeichnung dafür ist die numerische Quadratur. Zu nennen ist ebenfalls der Vorwärtsalgorithmus für die zeitliche Integration, durch den oszillierende Lösungen vermieden werden. Desweiteren wird ein spezielles Advektionsschema, MPDATA (*Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm*), verwendet, das nur geringe Diffusivitätsraten aufweist (Smolarkiewicz und Margolin, 1998). Es wird eine subgridskalige Turbulenz benutzt, die durch die TKE-Näherung beschrieben wird. Generell betrachtet eignet sich EULAG hervorragend für die Erforschung von meteorologischen Phänomenen von der Mikroskala bis zur Makroskala. Die Bandbreite der simulierbaren Prozesse reicht von der Quasi-Bilinearen-Oszillation in den Tropen über orographische

Strömungen und induzierte Schwerewellen bis hin zu äolischen Simulationen (z. B. Verlagerung von Sanddünen). Für detailliertere Informationen wird auf die EULAG Modell-Webseite² verwiesen.

Zur Vollständigkeit wird, mit nachstehender Definition, das totale Differential im mathematischen Sinne beschrieben:

$$\frac{Dx}{Dt} := \frac{\partial x}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla x \quad (2.9)$$

Eine totale zeitliche Ableitung einer Variable x setzt sich aus der Addition der lokalen partiellen zeitlichen Ableitung mit der Advektion, in diesem Fall durch den Windvektor \vec{u} derselben Variablen, zusammen.

2.1.2 Spezifische Informationen zum EULAG – BULK Modell

Der Begriff „BULK“ bezieht sich auf eine spezielle Parametrisierung der mikrophysikalischen Prozesse. Spichtinger und Gierens (2009a) haben dafür ein Zwei-Momenten-Schema mit prognostischen (zeitabhängigen) Gleichungen für die Eiskristallmasse, den Eiswassergehalt (IWC), die Eiskristallanzahl und die Anzahlkonzentration der Aerosole entwickelt. Verschiedene Aerosol- und Eiskristalltypen werden definiert und entsprechende Eigenschaften zugeordnet. Das primäre Einsatzgebiet des Modells war die Modellierung von Zirruswolken. Es existieren viele Eiskristallformen und unzählige natürliche Formvariationen, sodass es aus programmiertechnischer Sicht von Vorteil ist prognostische Gleichungen für Massen anstatt für Längen zu lösen. Erst in einem späteren Schritt werden daraus Größen und Formen (z. B. der Eiskristalle) bestimmt.

Für die Kondensstreifenentwicklung in der Dispersionsphase können folgende relevante Prozesse mit dem BULK-Mikrophysikmodul aufgelöst werden:

- Deposition
- Sublimation
- Sedimentation

Gerade in einer natürlichen atmosphärischen Umgebung ist die Eisbildung durch homogene und heterogene Nukleation von Bedeutung. Das BULK-Modul hat numerische Routinen, die Nukleation berücksichtigen. Für idealisierte Untersuchungen von Kondensstreifen wurden diese Routinen im Modellcode abgeschaltet (Untersträßer und Gierens, 2010a). Um das Spektrum der Eiskristalle mit unterschiedlichen Formen und Längen abdecken zu können, stehen prinzipiell mehrere statistische Verteilungen zur Verfügung (z. B. Exponentialverteilung, Poisson-Verteilung, Gamma-Verteilung, Log-Normalverteilung). Für

²<http://www.mmm.ucar.edu/eulag/>, Abrufdatum: 22.05.2012

die Eiskristallmasse bzw. EK-Größe wird eine Log-Normalverteilung mit konstanter geometrischer Breite σ_m , aber anpassungsfähiger Medianmasse (m_0), verwendet:

$$n(m) = \left(\frac{N}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma_m} \cdot \frac{1}{m} \right) \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln \left(\frac{m}{m_0} \right)}{\ln \sigma_m} \right)^2 \right] \quad (2.10)$$

Die Größe N in Gl. 2.10 steht für die Gesamtanzahldichte an Eiskristallen, m für die Massen-Größen Relation (ebenfalls lognormalverteilt).

$$m = a \cdot L^b$$

Für genauere Informationen zu dieser Parametrisierung wird auf die Arbeiten von Heymsfield und Iaquina (2000) verwiesen. Der Eiswassergehalt IWC in kg m^{-3} berechnet sich über die BULK Eisdichte $\rho_b = 0.81 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ und q_i (s. Gl. 2.6) wie folgt:

$$IWC = \rho_b \cdot q_i$$

Die zeitlichen Änderungen des IWC -Gehalts und der Anzahlkonzentration N können durch prognostische Gleichungen folgendermaßen formuliert werden (s. auch Spichtinger und Gierens (2009a)):

$$\frac{DIWC}{Dt} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial(\bar{\rho} IWC v_m)}{\partial z} + NUC_{IWC} + DEP_{IWC} + D_{IWC} \quad (2.11)$$

$$\frac{DN}{Dt} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial(\bar{\rho} N v_n)}{\partial z} + NUC_N + DEP_N + D_N \quad (2.12)$$

So benötigt man für die Berechnung der totalen Ableitung des IWC die Masse der neu entstandenen Eiskristalle (NUC_{IWC}), den Zuwachs bzw. Verlust an Eismasse (DEP_{IWC}) und einen Diffusionsterm (D_{IWC}). Genauso braucht man für die Ableitung der Anzahlkonzentration an Eiskristallen die Anzahl an neu gebildeten EK (NUC_N), den effektiven Verlust an EK falls $DEP < 0$ (DEP_N) und den Diffusionsterm (D_N). Darüber hinaus ist es von Bedeutung, den Bruchteil der Eismasse (f_m), der während eines zeitlichen Iterationsschrittes sublimiert zu kennen, falls ein Verlust an Eiskristallen stattfindet ($DEP_N < 0$).

$$f_m = \left. \frac{IWC(t) - IWC(t - \Delta t)}{IWC(t)} \right|_{DEP_{IWC}}$$

Daraus lässt sich nun der Bruchteil der sublimierten Eiskristallanzahl ($f_n = f_m^\alpha$) abschätzen. In der Mikrophysikroutine hat der Sublimationsparameter α den konstanten Wert 1.1 (Untersträßer und Gierens, 2010a). Folglich geht immer mehr Eiskristallmasse als Eiskristallanzahldichte verloren, da $\alpha > 1$ ist.

Es wird angenommen, dass die Eisbildung durch Nukleation immer an einem Aerosolteilchen stattfindet. Das bedeutet, dass zunächst für jede Entstehung eines EKs ein Aerosolteilchen von der Gesamtanzahl abgezogen wird, weil es sich im Eispartikel befindet. Folglich nimmt dabei die Aerosolanzahldichte ab. Dieser Prozess ist aber reversibel, denn nach vollständiger Auflösung eines EKs wird das Aerosolteilchen wieder zum Aerosolfeld der Umgebung dazugerechnet. Im Gegensatz zu Eiskristallen wird die Sedimentation

der Aerosole aufgrund der kleinen Massen nicht berücksichtigt. Die Sedimentationsraten der Eiskristalle hängen primär von den Fallgeschwindigkeiten ab. Die maximale Fallgeschwindigkeit kann z. B. als Funktion der Eiskristallmasse formuliert werden (Gl. (2.1.2)). Ausgehend von dieser Parametrisierung eines einzelnen EKs werden von Spichtinger und Gierens (2009a) Sedimentationsgeschwindigkeiten für die Anzahl- und Massenkonzentrationen (v_n und v_m) über die Momente von $f(m)$ abgeleitet.

$$\begin{aligned} v_n &= \frac{1}{N_i} \int_0^\infty f(m) v(m) m \, dm \\ v_m &= \frac{1}{q_i} \int_0^\infty f(m) v(m) m \, dm \end{aligned} \quad (2.13)$$

Um die Untersuchung von Kondensstreifen und deren Übergang in KS-Zirren einer nicht zu großen Komplexität zu unterwerfen, hat man davon abgesehen homogene Nukleationsmechanismen im Modell anzuschalten. Bei Eisübersättigungswerten $S_i > RH_{i,crit}(T) - 1$ (s. Gl. (1.2) und Abb. 1.5) kann natürliche Zirrenbildung durch homogene Nukleation stattfinden und die zeitliche Entwicklung von Kondensstreifen beeinflussen. Bei den Standardsimulationen und den dazugehörigen meteorologischen Umgebungsbedingungen, die in Tabelle 3.1 zusammengefasst sind, ist S_i immer kleiner als $RH_{i,crit}(T)$ (s. auch rot-schraffierte Fläche in Abb. 1.5). Jedoch kann bei Aufgleitstudien die Umgebungsfeuchte um den Kondensstreifen so stark zunehmen, dass der von der Temperatur abhängige Nukleationsschwellwert überschritten wird. Dann ist es vorteilhaft, je eine separate Eisklasse für die Nukleation einzuführen, um ein Unterscheidungskriterium für die neuen EK gegenüber denen, die aus der Jet- und Wirbelphasensimulation initialisiert wurden, zu haben. Man kann somit auch nach späteren Simulationszeiten auf den Ursprung der Eiskristalle schließen. Findet während der Lebensdauer des Kondensstreifens keine natürliche Nukleation statt, so ist die Bildung der Eiskristalle bereits in der Jetphase abgeschlossen (s. Kap. 1.2.1). Für eine formale Abhandlung der Nukleationsprozesse im EULAG – BULK Modell wird deshalb auf das wissenschaftliche Paper von Spichtinger und Gierens (2009a) hingewiesen.

Interessiert man sich für die Größen- und/oder Massenänderung der Eiskristalle, so entscheidet das Vorzeichen von

$$\frac{dm_i}{dt} = 4\pi C_i D_v f_1 f_2 [\rho_v(T_e) - \rho_{s,i}(T_s)] \quad (2.14)$$

darüber, ob die Eismasse eines Kristalls ab- oder zunimmt ($dm_i/dt < 0$ oder $dm_i/dt > 0$). Der Kapazitätsfaktor C_i , dessen Bestimmung an die Methoden in der Elektrostatik erinnert, wird für die Behandlung verschiedener, nicht sphärischer Eiskristalle (hexagonale Säulen, *Bullet Rosettes*, Plättchen, etc.) gebraucht. Mit D_v gibt man die Diffusivität vom Wasserdampf in der Atmosphäre an und die Korrekturfaktoren f_1 (molekularer Transferfaktor von H_2O Molekülen) und f_2 (Ventilationsfaktor) sind nur für die Randgrößenbereiche der Kristalle wichtig. Der Ventilationsfaktor beschreibt die beschleunigte Aufnahme von Wasserdampf auf die bereits gebildeten EK, wenn diese durch die eigene Fallbewegung unterschiedlich feuchte Atmosphärenschichten passieren. Nur größere und

schwerere Eiskristalle mit höheren maximalen Fallgeschwindigkeiten (vgl. Formel 2.1.2) profitieren davon mit einer stärkeren Wachstumsrate (Spichtinger und Gierens, 2009a). Sehr kleine EKs ($\varnothing < 1 \mu\text{m}$) können durch einen kinetisch bedingten Transfer von einzelnen Wassermolekülen einen Massenzuwachs erfahren, was durch den Faktor f_1 vertreten wird. Durch die Dichtegrößen $\rho_v(T_e)$ und $\rho_{s,i}(T_s)$ bezieht man sich zum einen auf die Wasserdampfkonzentration in der Umgebung (Temperatur T_e) bei Untersättigung, zum anderen bei Sättigung bezüglich der Eiskristalloberfläche mit Oberflächentemperatur T_s .

2.1.3 Spezifische Informationen zum EULAG – LCM Modell

Ursprünglich ist das Mikrophysik Modul LCM, das gekoppelt an EULAG als Modellversion EULAG – LCM bezeichnet wird, am DLR entworfen worden, um Zirruswolken mit einer genauen skalenaufgelöster Aerosol- und Eismikrophysik simulieren zu können. Sölch und Kärcher (2011) haben damit die Entstehung und Entwicklung einer stratiformen Zirruswolkenschicht während dem Zeitraum der ARM IOP (*Atmospheric Radiation Measurement, Intensive Operational Period*) im März 2000 in guter Übereinstimmung mit den Messergebnissen von den Wolkeneigenschaften simuliert. Der Simulationszeitraum hat 4 Stunden betragen.

Das Diagramm 2.1 auf Seite 26 zeigt den Aufbau des EULAG – LCM Modellsystems mit dem neuen LCM Schema für die Behandlung der Mikrophysik. Es werden grob die wichtigsten Module des EULAG – LCM Modellsystems mit den mikrophysikalischen Prozessen, Eigenschaften und Variablen vorgestellt, die zwischen den Modulen (LCM, EULAG) ausgetauscht und verarbeitet werden. Das Grundmodellsystem EULAG (s. Kap. 2.1.1) stellt den dynamischen Simulationskern bereit. Der Austausch zwischen dem LCM-Modul und EULAG beinhaltet im wesentlichen die Wasserdampfkoppelung, Advektion, latente Wärme, Temperatur-, Druck- und Turbulenzfelder. Für die raumzeitliche Simulation von dynamischen und thermodynamischen physikalischen Größen, Wasserdampf, Spurengasen und räumlich aufgelösten Aerosolpartikeln wird der Euler'sche Ansatz mit einem unbeweglichen, festen Koordinatensystem benutzt. Dagegen schlägt man in den Prozessen der Eisphase einen Lagrange'schen Weg ein, indem man dort eine große Anzahl an Simulationspartikeln (SIPs) im Strömungsfeld des Modellgebietes verfolgt. Das Koordinatensystem für die Lagrange'sche Behandlung der Physik ist nicht fixiert im Modellgebiet, sondern frei beweglich. Die heute zur Verfügung stehenden Computerressourcen, auch die von Supercomputern, reichen nicht aus, um adäquate Modellrechnungen über einen längeren Zeitraum (mehrere Stunden), zur separaten Verfolgung aller Eiskristalle einer Zirruswolke oder eines Kondensstreifens, durchführen zu können. Darum wurde das Konzept der SIPs eingeführt, die identische Eigenschaften einzelner Eiskristalle zusammenfassen, sodass ein SIP repräsentativ für viele Eiskristalle (z. B. maximal $5 \cdot 10^6$) steht (Sölch und Kärcher, 2011). Welche Auswirkung eine Veränderung des Parameters RN_L , der die maximal mögliche Anzahl an EKs pro SIP steuert und damit maßgeblich auch die Anzahl der SIPs selbst bestimmt, auf die Kondensstreifensimulation hat, macht Kap. 4.2.1 deutlich.

Ein technischer Aspekt betrifft die Umsetzung der Prozesse im Modell, die in der Realität gleichzeitig ablaufen können. In Sölch (2009) wird das Schema des Operator-Splittings

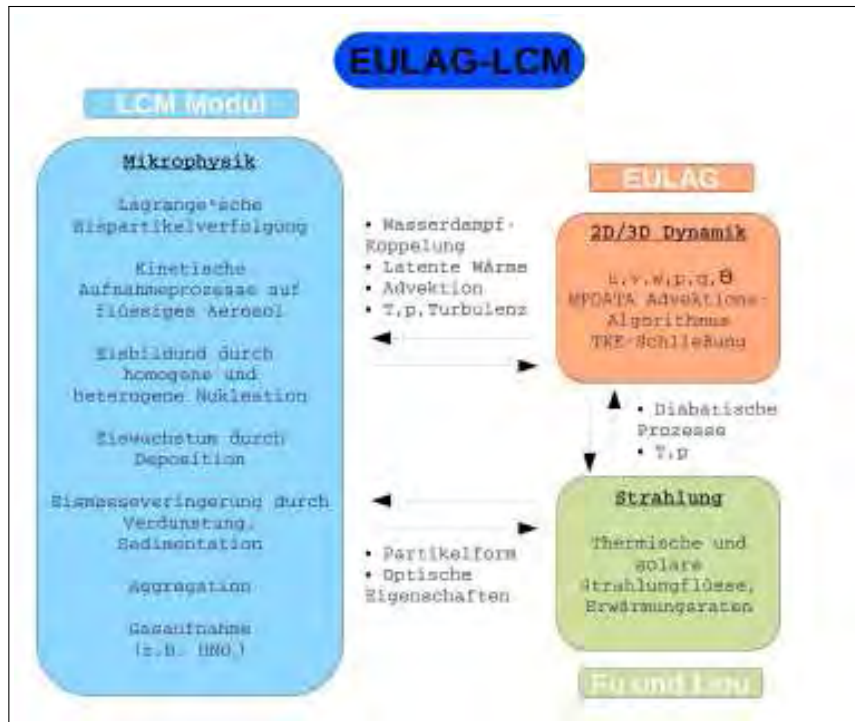


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des EULAG-LCM Modellsystems. Nach Sölch (2009).

vorgestellt, in dem nacheinander folgende physikalische Vorgänge abgearbeitet werden:

- | | |
|----------------|------------------|
| 1) Dissolution | 4) Aggregation |
| 2) Nukleation | 5) Eistransport |
| 3) Deposition | 6) EULAG Dynamik |

Wird ein Teilbereich routinemäßig durchlaufen, so bleiben derweil die Variablen in den anderen Bereichen konstant. In der Regel sind die Zeitschritte Δt_{MIC} für die mikrophysikalischen Prozesse (1-5) kleiner als der Zeitschritt Δt_{DYN} der EULAG Dynamik. Ein dynamischer Zeitschritt wird durch die Mikrophysik in äquidistante Stücke unterteilt. Bei der Nukleation von Eisteilchen würde der Zeitschritt für die Dissolution (Aerosolwachstum durch Molekülkollisionen auf Partikeloberfläche), Nukleation und Deposition in gleichlang andauernde Unterschritte zerlegt werden. Die KS-Simulationen in dieser Arbeit laufen immer ohne Nukleation ab. Ferner werden auch Strahlungsvorgänge bei der Kondensstreifenentwicklung in der Dispersionsphase nicht beachtet. Würde man Strahlung mit berücksichtigen, so müsste man das Strahlungsmodul im Modell nicht nach jedem dynamischen Zeitschritt Δt_{DYN} aufrufen. Es würde genügen, dies zu ausgewählten Zeitpunkten zu tun.

Der Fokus richtet sich nun auf die Eisphase im LCM bezüglich der numerischen Untersuchung des Übergangs von KS in KS-Zirren. Die anfängliche Eiskristallanzahl N_0 ist strikt festgelegt, was auch für den späteren Vergleich der Modellergebnisse unabdingbar ist (s. Kap. 2.2.2). Bei Zirruswolken und Kondensstreifen behandelt man das Luft-Eiskristall

Gemisch als disperse Zweiphasenströmung (Sölch, 2009). Die Moleküle in der Luft liegen in der Gasphase vor und die Eiskristalle in der festen Phase, sodass eine eindeutige Differenzierung gegeben ist. Weil die Anzahlkonzentration der Luftmoleküle pro Volumen um einige Größenordnungen höher liegt als die der EKs, ist es konform, die Luft als Kontinuum anzusehen. Die Euler-Lagrange Methode ist ein Verfahren mit dem die Gasphase durch die Lösung der prognostischen Erhaltungsgleichungen 2.1 und 2.2 berechnet wird und die feste Eisphase durch die individuelle Verfolgung von Eiskristallen unter der Berücksichtigung der einwirkenden Atmosphärenprozesse simuliert wird. Ein rückwirkender Einfluss der EKs auf die kontinuierliche Phase (Luft) passiert über die Freisetzung latenter Wärme bei der Deposition von Wasserdampf auf bereits existierende Eisteilchen und wird mit dem Quellterm Q_H in Formel 2.2 einkalkuliert.

$$Q_H = \frac{d\theta}{dt} = - \frac{L_s}{c_p \left(\frac{p}{p_0}\right)^\kappa} \cdot \frac{dq_v}{dt} \quad (2.15)$$

$$\kappa = \frac{R_d}{c_p}$$

Hierbei erhöht sich die potentielle Temperatur θ . Zusammenfassend lassen sich folgende Vorteile der Euler-Lagrange Methode nennen:

- Eiskristallgrößenverteilungen können auf einfache, explizite Weise erfasst werden.
- Physikalische Vorgänge, die auf die Eisteilchen in der Atmosphäre wirken, können durch den LCM-Ansatz übersichtlich und mit einem geringeren Parametrisierungsgrad dargestellt werden.
- Individuelle Verfolgung von Simulationspartikeln ermöglichen neue Analysen, wie z. B. (Nukleations-), Depositions-, Sublimations- oder Sedimentationswege; Lebenszeiten einzelner SIPs.

Betrachtet man eine Gitterbox mit Volumen V_{GB} , die Anzahl der darin enthaltenen Simulationspartikel N_{SIM} und die repräsentative Anzahl an Eiskristallen pro SIP $N_{i,SIP}$, kann man daraus die totale Anzahlkonzentration an Eisteilchen N_i ableiten:

$$N_i = \frac{\sum_{i=1}^{N_{SIM}} N_{i,SIP}}{V_{GB}}$$

Über den Parameter $r_{0,init}$ wird später in Kapitel 4.1.1 die anfängliche geometrische Breite σ_m der EK-Größenverteilung im EULAG–LCM Modell variiert und die Auswirkung analysiert. Beim LCM-Ansatz sind die Eiskristallgrößen ebenfalls lognormalverteilt (s. Gleichung 2.10). Die Annahmen gelten in jeder Gitterbox des Modellgebietes.

$$\sigma_m = \exp\left(\sqrt{\ln r_{0,init}}\right) \quad (2.16)$$

In ähnlicher Weise zu N_i berechnet sich der Volumen gemittelte Eiswassergehalt in einer Gitterbox. Über eine zusätzliche Multiplikation mit der Eismasse, die in einem Simulationspartikel enthalten ist ($m_{i,SIP}$), ergibt sich:

$$IWC = \frac{\sum_{i=1}^{N_{SIM}} m_{i,SIP} \cdot N_{i,SIP}}{V_{GB}}$$

Resümierend kann man feststellen, dass die Eigenschaften der Gasphase am Simulationspartikelort sich aus den volumengemittelten Werten am nächstgelegenen Gitterpunkt errechnen. Während einer Zeitschleife über die Mikrophysikroutinen werden diese Werte am Gitterpunkt nicht verändert. Im EULAG–LCM Modell wurde die Eiskristallwachstumsgleichung, wie sie eben schon im BULK Mikrophysikmodul dargestellt worden ist (Gl. 2.14 in Kap. 2.1.2), um Terme erweitert, die die Strahlungswechselwirkungen mit den Eiskristallen beinhalten. Später werden aber nur Simulationen ohne zusätzliche Strahlungsrechnungen untersucht. Zusätzlich wurde der Diffusionskoeffizient vom Wasserdampf

$$D_v = 0.211 \left(\frac{1013.25}{p} \right) \left(\frac{T}{273.15} \right)^{1.94} [\text{cm}^2 \text{s}^{-1}] \quad (2.17)$$

angepasst, um für kleinere Teilchen den Wechsel des diffusen Wasserdampfflusses hin zum kinematischen Fluss besser beschreiben zu können (Sölch, 2009) und dem Ventilationseffekt bei einem fallenden Eiskristall gerecht zu werden:

$$D'_v = \beta_v D_v f_v$$

Hierbei entspricht β_v dem Faktor f_1 in Formel 2.14 und f_v dem Faktor f_2 . β_v berechnet sich über

$$\beta_v = \left(\frac{r}{r + \lambda_v} + \frac{4D_v C_0}{\alpha_v v_{th,v} r} \right)^{-1} \quad (2.18)$$

mit Radius r , mittlerer freier Weglänge λ_v (relevant, falls $r \approx \lambda_v$), auf den Radius normalisierte Kapazität $C_0 = C_i \cdot r^{-1}$ und Massenakkomodationskoeffizient $\alpha_v = 0.5$ nach Kärcher (2003). Man kann im Modell aus einer Vielzahl von Eiskristallformen wählen.

Wirft man einen genaueren Blick auf die mikrophysikalische Skala eines Kondensstreifens, so wird man sich Gedanken über die Form und Größe der Eispartikel machen. Betrachten wir zunächst einen flüssigen Wolkentropfen beim Gefrier- und anschließendem Wachstumsprozess. Im Umfeld der gefrierenden Wolkenteilchen ist die Lufttemperatur und Eisübersättigung, in der die Wachstumsprozesse stattfinden, praktisch formgebend. Zur Vereinfachung wird jetzt nur das Wachstum einzelner Kristalle betrachtet. Wenn die Temperatur abnimmt, wechselt die übergeordnete Morphologie zunächst von der Plättchen-Struktur ($T \approx -2^\circ\text{C}$) zur Säulen-Struktur ($T \approx -5^\circ\text{C}$), dann wieder zurück zu den plättchenförmigen Gebilden ($T \approx -15^\circ\text{C}$), um bei den tieferen Temperaturen ($T \approx -30^\circ\text{C}$) abermals vorwiegend Säulen mit hexagonalen Formen zu zeigen (Libbrecht, 2005). Übertragen auf die Entstehungsregionen von Kondensstreifen bei sehr kalten Temperaturen in der UTLS (Abhängigkeit von Schmidt-Appleman-Kriterium beachten, siehe auch Abb. 1.5), sollten die vorwiegend auftretenden Eiskristallformen von säulenartiger Natur sein.

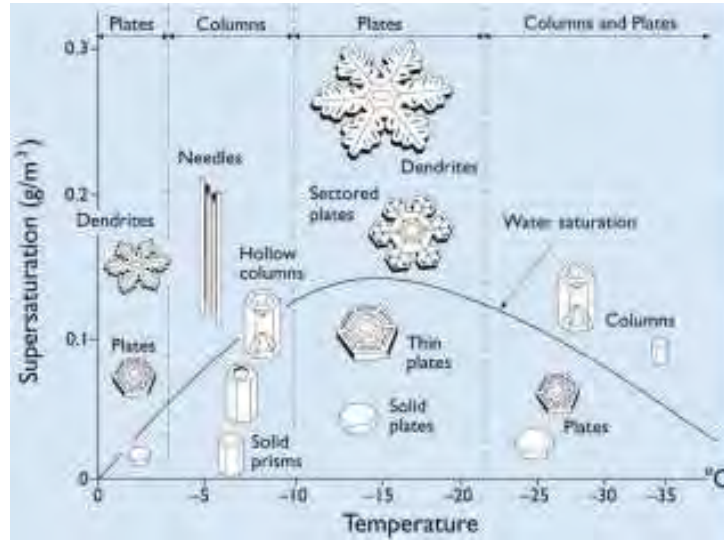


Abb. 2.2: Morphologiediagramm über Eiskristallformen, wie sie in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur und Übersättigung bezüglich Eis in der Atmosphäre bei Standardluftdruck auftreten. Die schwarze Wassersättigungslinie zeigt den typischen Verlauf der Übersättigung von unterkühltem Wasser in einer optisch dicken (dichten) Wolke. Übernommen von Libbrecht (2005).

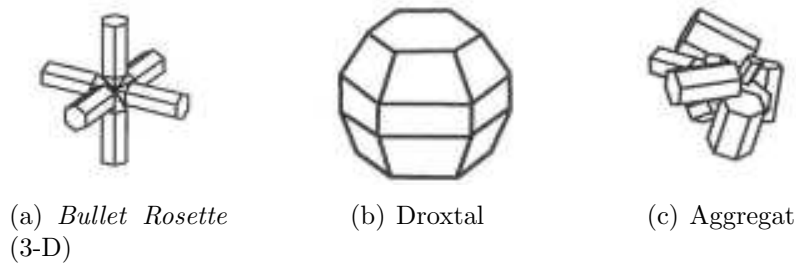


Abb. 2.3: Weitere idealisierte Eiskristallformen in 3-D Darstellung. Extrahiert aus Yang et al. (2005).

In natürlichen Kondensstreifen treten aber auch komplexere Eiskristallformen, wie Flaschenbündelprismen (*Bullet Rosettes*), Droxtale oder Aggregate auf (s. Abb. 2.3). Überschreiten Eiskristalle eine Größe von $200\,\mu\text{m}$, dann steigt die Wahrscheinlichkeit, dass es sich dann dabei um ein Flaschenbündelprisma handelt. Die Wechselwirkung der KS mit natürlicher Zirrenbewölkung darf keinesfalls unterschätzt werden, wenn die relative Feuchte in manchen Bereichen die homogenen Nukleationsschwellwerte (Abb. 1.5) überschreitet.

Für die späteren Kondensstreifensimulationen werden hexagonale Säulen der Länge L und Breite B angenommen. Damit erhält man eine EK-Kapazität

$$C_i = \left[0.58 \cdot \left(1 + 0.95 (LB^{-1})^{0.75} \right) \right] \cdot \frac{B}{2}. \quad (2.19)$$

Treten Aggregationsprozesse in Kondensstreifen auf, werden die Formen der Kristalle zunehmend komplizierter. Besteht ein Aggregat aus einigen wenigen separaten Eiskristallen,

so lässt sich die Kapazität mit

$$C_i = 0.25 \cdot L$$

relativ einfach annähern. Das Wachstum der EK ist über die Anzahlkonzentration des Wasserdampfes mit der Gasphase verbunden.

Obwohl es technisch möglich ist die EK-Form und deren Historie zu speichern, wird aus Speicherplatzgründen davon abgesehen. Informationen über spezifische Partikeleigenschaften, die z. B. Sedimentationsgeschwindigkeiten, Wachstums- oder Sublimationsraten betreffen, erhält man in EULAG–LCM aus längen- und breitenabhängigen empirischen Relationen für die Masse und projizierte Fläche eines Eiskristalls. Die notwendigen Koeffizienten sind aus Flugzeugmessungen und Laborstudien in Abhängigkeit vom Eistyp bestimmt worden (Mitchell, 1996).

Auf die Teilchen im Kondensstreifen wirkt die Gravitationskraft. Daraus resultiert eine zur Erdoberfläche gerichtete Beschleunigung. Gibt es keine vertikalen Luftbewegungen, stellt sich nach einiger Zeit ein Kräftegleichgewicht zwischen der nach unten gerichteten Schwerkraft und der nach oben gerichteten Reibungskraft ein. Daraus resultiert die Sedimentationsgeschwindigkeit. Nur für sphärische Partikel und nicht zu große Fallgeschwindigkeiten (keine turbulenten Strömungen um die Körper) gilt das Kräftegleichgewicht im Stokes-Regime ($Re \ll 1$).

$$6\pi\eta r v_{t,sph} = mg$$

Löst man nach $v_{t,sph}$ auf, so erhält man

$$v_{t,sph} = \frac{mg}{6\pi\eta r} \quad (2.20)$$

Hier gibt η die Viskosität im Fluid an. Für sehr kleine Partikelradien, die sich nur gering von der mittleren freien Weglänge λ_v unterscheiden, muss zur rechten Seite von (2.20) noch der sog. Cunningham-Korrekturfaktor $C_C = 1 + 1.26\lambda \cdot r^{-1}$ multipliziert werden. Für nicht sphärische Eisteilchen müssen dagegen andere theoretische Zusammenhänge hergeleitet werden. So bezieht man sich bei der LCM Theorie auf Arbeiten von Mitchell und Heymsfield (2005); Heymsfield und Iaquinta (2000); Mitchell (1996), worin ein System, bestehend aus der Berechnung der Reynoldszahl Re und Best-Zahl X benutzt wird, um eine Lösung für die Sedimentationsgeschwindigkeit zu finden.

$$X = C_L Re^2 = \frac{2g\rho_a}{\eta_a^2} \cdot L^2 \frac{m}{A} \quad (2.21)$$

$$Re = \frac{v_{t,i} L \rho_a}{\eta_a} \quad (2.22)$$

Die Best-Zahl ist über die Multiplikation des Widerstandsbeiwertes C_L mit dem Quadrat der Reynoldszahl definiert. Die dynamische Viskosität der Luft wird mit η_a beschrieben. Bestimmt man Re über (2.21), kann man über deren Definition (2.22) die Sedimentationsgeschwindigkeit eines nicht-sphärischen Eiskristalls in Abhängigkeit der Masse m , Länge L und projizierten Fläche A berechnen (Sölch, 2009). Für die Reibung am EK wird angenommen, dass die Geometrie keine Rolle spielt und sich eine Grenzschicht um den Partikel ausbildet. Strömungsmechanisch bedeutet dass, der EK und die Grenzschicht als ein zusammenhängendes Gebilde betrachtet werden kann. Die Gleichungen können daraufhin angepasst werden. Bei Aggregaten ist dieses Vorgehen nicht mehr angebracht, da

ein Aggregat nicht wie ein größerer in sich geschlossener EK angesehen wird. Zwischen den zusammenhaftenden Eispartikeln sind Lücken wahrscheinlich, durch die Luft hindurchströmen kann. Die Theorie muss deshalb erweitert werden (s. Mitchell und Heymsfield, 2005). So existiert auch ein großer Unterschied zwischen der Fallgeschwindigkeit von Aggregaten und der theoretischen Berechnung für sphärische Teilchen nach dem Stokes-Regime.

Nun ermöglicht der Lagrange'sche Ansatz, SIPs, die im simulierten Strömungsfeld der Advektion und Sedimentation unterliegen, mithilfe eines Ortsvektors $\vec{x}_{SIP,i}$ in Raum- und Zeitkoordinaten zu verfolgen.

$$\frac{d\vec{x}_{SIP,i}}{dt} = \vec{u} + (\tilde{\mathbf{u}}_{\mathbf{i}} + \vec{v}_{t,i}) \quad (2.23)$$

Der Vektor \vec{u} in Gl. (2.23) beschreibt das Windfeld an den Gitterpunkten im Simulationsgebiet, $\vec{v}_{t,i}$ steht für den Geschwindigkeitsvektor der Sedimentation und mit der zusätzlichen Komponente $\tilde{\mathbf{u}}_{\mathbf{i}}$ fließt die Turbulenz aus der EULAG TKE-Schließung ein. Vom Modell unaufgelöste Geschwindigkeitsfluktuationen werden mit

$$\tilde{\mathbf{u}}_{\mathbf{i}}(t) = R_L \cdot \tilde{\mathbf{u}}_{\mathbf{i}}(t - \Delta t_M) + \mathbf{u}_{\mathbf{i}}^*(t)$$

kalkuliert, wobei $\tilde{\mathbf{u}}_{\mathbf{i}}(t) = \sqrt{1 - R_L^2} \cdot \sigma_u \xi$ eine stochastische Geschwindigkeitskomponente aus einem Monte Carlo Prozess mit der Zufallszahl ξ ($\bar{\xi} \sim 0$) und Standardabweichung $|\sigma_u| = \sqrt{TKE}$ darstellt. R_L ist der Lagrange Autokorrelationskoeffizient, der sich wie folgt über die Lagrange Zeitskala für Fluide τ_L bestimmen lässt:

$$R_L = \exp\left(\frac{-\Delta t_{MIC}}{\tau_L}\right)$$

$$\tau_L = \frac{K_m}{TKE}$$

Der Diffusionskoeffizient für den Impuls wird mit K_m angegeben. Letztendlich ermöglicht diese Abhandlung die Dispersivität der SIP-Trajektorien, unabhängig von der Maschenweite im Modellgebiet, konsistent zur EULAG Dynamik zu bewerten (Sölch und Kärcher, 2010).

Zusammenfassend vergleicht der nächste Abschnitt die Eismikrophysik in den beiden EULAG Modellversionen.

2.1.4 Vergleich der Eismikrophysik

In den Modellen ist zwar die physikalische Behandlung der Mikrophysik gleich, jedoch gibt es Unterschiede in der numerischen Implementierung. Der zentrale Teil im BULK Mikrophysikmodul ist das 2-Momenten Schema, in dem die eismikrophysikalischen Prozesse (Nukleation, Deposition, Sublimation und Sedimentation) implementiert sind. Im Gegensatz zum LCM, wo individuelle Simulationspartikel Trajektorien folgen, werden im BULK Modell verschiedene Eisklassen behandelt. Für die verschiedenen Prozesse werden Raten-gleichungen als Funktionen der allgemeinen Momente aufgestellt. Es ist zu beachten, dass

dafür eine Verteilung der Eismasse getroffen werden muss. Spichtinger und Gierens (2009a) verwenden in diesem Fall eine Log-Normalverteilung (2.10) für die Aerosol- und Eismassen in jeder Gitterbox. Gibt es mehrere Eisklassen, so wären diese unabhängig voneinander lognormalverteilt und es können multi-modale Größenverteilungen in einer Gitterbox auftreten. Um einen Modellvergleich schlüssig zu halten, werden EULAG–BULK sowie EULAG–LCM Simulationen ohne Nukleation herangezogen, sodass nur eine Eisklasse (Kondensstreifeneis) vorgegeben werden muss. In EULAG–LCM wird nur zu Beginn der Kondensstreifensimulationen eine Log-Normalverteilung der EK-Größen (GV) in einem SIP vorgegeben. Somit unterscheiden sich die EK-Größenverteilung zu Simulationsbeginn zwischen dem BULK- und LCM-Ansatz nicht. Nur kann sich beim EULAG–LCM Modell die GV anschließend freier entwickeln. Bei der Implementierung der Sedimentation unterscheiden sich die Modelle ebenfalls. Der theoretische Zusammenhang zwischen der Best- und Reynoldszahl, der die Sedimentationsgeschwindigkeit für einzelne Eiskristalle bestimmt, bleibt aber gleich.

Wird die Strahlungsphysik vernachlässigt, unterscheiden sich die Gleichungen und Annahmen für das Depositionswachstum bzw. für die Sublimation in den Modellen nicht. Auch der Depositionskoeffizient ist in beiden Modellversionen identisch. Aggregationsprozesse sind im EULAG–BULK Modell bisher nicht implementiert, sodass man mit den LCM-Simulationen zusätzliche Studien durchgeführt werden können. Bisher stehen zwei Aggregationsalgorithmen (Partikel-Partikel Algorithmus und Hybrid Algorithmus) im EULAG–LCM zur Verfügung. Für die Simulationen in Kapitel 4.1.4 wird eine leicht abgeänderte Version von dem Hybrid Algorithmus (Sölch und Kärcher, 2010) verwendet.

2.2 Methoden

Während der Masterarbeit sind, wie der Titel impliziert, Simulationen der Dispersionsphase von Kondensstreifen mit dem EULAG–LCM Modell durchgeführt worden. Dafür waren Computer-Ressourcen nötig, die unter das Hochleistungsrechnen fallen. Nachstehender Abschnitt geht darauf näher ein. Anschließend wird exemplarisch gezeigt, welche Arbeitsschritte für das Simulieren notwendig sind, wie der numerische Aufbau aussieht und was für Initialisierungsdaten Verwendung finden. Im letzten Abschnitt von Kapitel 2.2 wird kurz über die Datenauswertung mit IDL berichtet. Es findet eine Beschreibung der Visualisierungsbandbreite, wie sie bei den Ergebnissen benutzt wird, statt. Je nach Problemstellung, kann auf unterschiedlichste Darstellungsformen und physikalische Größen der Simulationsergebnisse zurückgegriffen werden.

2.2.1 Hochleistungsrechnen am DKRZ

Unter Hochleistungsrechnen, im englischen als *High-Performance Computing (HPC)* benannt, versteht man computergestütztes Rechnen und Informationsverarbeitung von komplexen Rechenarbeiten, die sehr hohe Rechenleistungen und/oder Speicherkapazitäten benötigen. In der Regel fallen Rechenprozesse, deren Ausführungen auf einem gewöhnlichen PC unmöglich bzw. aufgrund der Rechenzeiten unvernünftig sind, in den

IT-Bereich des Hochleistungsrechnens. Wegen der rasanten Weiterentwicklung in diesem Gebiet sind für diese Bezeichnung keine formalen Kriterien anerkannt. Kennzeichnend für das Hochleistungsrechnen und der Hochleistungsrechner selbst ist heutzutage die Parallelisierung und somit Aufteilung der Rechenarbeit auf viele Prozessoren. Um davon zu profitieren, müssen die Anwendungen, Programme oder Modelle so programmiert sein, dass sie diese Architektur auch unterstützen. Zu den Hochleistungsrechnern gehören zum einen hochparallele Supercomputer und zum anderen organisierte und gut vernetzte Computercluster (lokal oder verteilt). Heute zählt ein Computer, der mindestens 1 Teraflop ($\equiv 1 \times 10^{12}$ Flops (*Floating Point Operations*) pro Sekunde) an Leistung bringt zu den Hochleistungsrechnern.

Die für die Arbeit benötigten Dispersionsphasensimulationen der Kondensstreifen werden auf dem IBM Power6 Supercomputer „BLIZZARD“ des Deutschen Klimarechenzentrums (DKRZ) in Hamburg ausgeführt. Mit einer Leistung von 158 Teraflops pro Sekunde aus insgesamt 264 IBM Power6-Rechenknoten mit jeweils 16 Dual Core Prozessoren (8448 Rechenkerne) ist eine optimale Leistung sowie Effizienz bei komplexen numerischen Simulationen garantiert, wovon gerade auch viele deutsche Klimaforscher profitieren.³

2.2.2 Aufbau einer Simulation

Bei den Simulationen hat man sich auf zweidimensionale beschränkt und es wird auf die Dimension in Flugrichtung des Flugzeugs (entlang der Längsseite der Kondensstreifen) keine Rücksicht genommen. Die Tiefe einer Gitterbox in Flugrichtung beträgt 1 m. In der Wirbelphase sind dreidimensionale Effekte wichtig. Da die Dispersionsphase eines KS dadurch gekennzeichnet ist, dass der Einfluss der Wirbeldynamik verschwunden ist, ist diese Einschränkung gerechtfertigt. Von geometrischer Seite wird ein Flugzeug vom Typ Boeing B747 oder Airbus A340 mit einer Flügelspannweite von 60 m angenommen. Man geht von einem Flugzeuggewicht von $M_F = 310 \cdot 10^3$ kg und einer konstanten Fluggeschwindigkeit von $U_F = 250 \text{ m s}^{-1}$ (900 km h^{-1}) aus. Im Modell wird die Reise Flughöhe über die Lufttemperatur auf dieser Höhe festgelegt.

Nun betrachten wir exemplarisch eine Kondensstreifensimulation der Dispersionsphase mit dem EULAG–LCM Modell aus dem Standardparameteraum (s. Tabelle 3.1) mit der Temperatur $T_F = 217 \text{ K}$ auf Flughöhe (Flughöhentemperatur), einer relativen Umgebungsfeuchte bezüglich Eis von $RH_i^* = 120 \%$ und ohne vertikale Windscherung ($s = 0$). Die Zeitpunktangaben nehmen nur Bezug auf die Dispersionsphase. Bei der Initialisierung aus der Wirbelphasensimulation ist der Kondensstreifen schon ein paar Minuten alt. Bei den Zeiten, die im weiteren Verlauf angegeben werden, sind die ersten Minuten nach der Entstehung (Jet- und Wirbelphase) nicht mit eingerechnet. Als Input der beiden Modelle werden die gleichen, aber je nach physikalischen Umgebungsbedingungen verschiedene, Simulationsdaten aus zweidimensionalen Wirbelphasensimulationen (Untersträßer et al., 2008) benutzt. Die Wirbelzerfallsprozesse wurden dort parametrisiert, sodass man sich rechenzeitintensive 3-D Simulationen, die möglicherweise etwas bessere Daten liefern würden, erspart hat. Die Modellgebiete der Teil1-Simulationen, wie die Beispiele in der

³Quelle: <http://www.dkrz.de/Klimarechner/hpc/ibm>, Abrufdatum: 01.06.2012

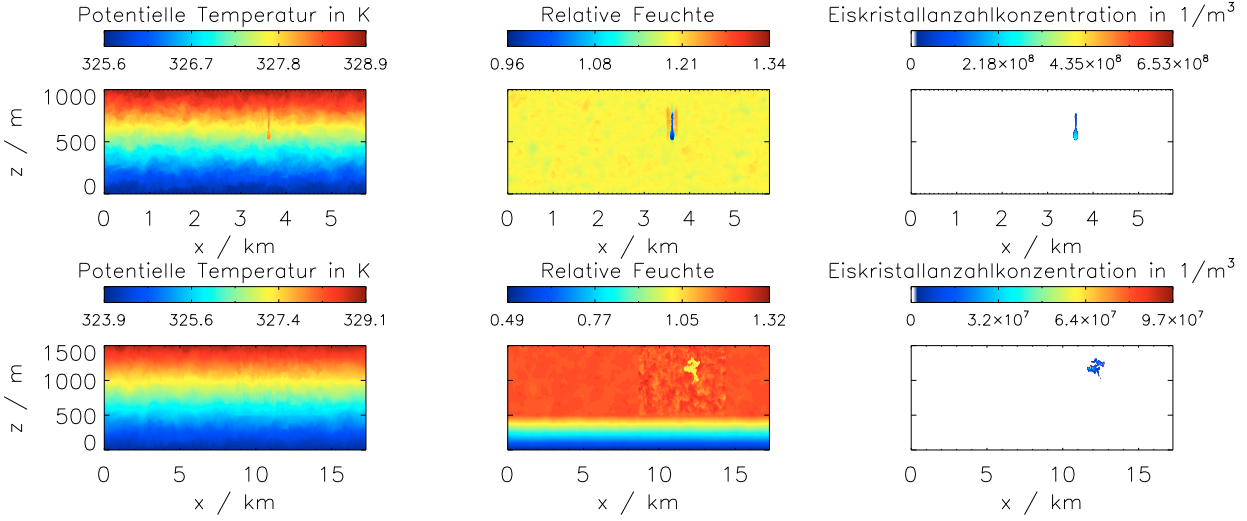


Abb. 2.4: Exemplarische Initialisierungsgrößen für eine EULAG-LCM Dispersionsphasensimulation. Obere Reihe: 1. Teilsimulation (Zeitpunkt: 0s). Untere Reihe: 2. Teilsimulation (Zeitpunkt: 2000s). Jeweils in der Bildreihenfolge von links nach rechts: Zweidimensionale Querschnitte von der Potentiellen Temperatur, der relativen Umgebungsfeuchte bezüglich Eis und Eiskristallanzahlkonzentration.

oberen Reihe der Abbildung 2.4 zeigen, haben eine horizontale Länge L_{x_1} von 5760 m und erstrecken sich vertikal über $L_{z_1} = 1000$ m. Dabei liegen die Maschenweiten dx_1 und dz_1 bei konstant 5 m. Demnach besteht das Gitter in der Teil1-Simulation aus $nx_1 = 1152$ Punkten in horizontaler und aus $nz_1 = 201$ Punkten in vertikaler Richtung. Im Modellgebiet der Teil1-Simulation liegt die Flughöhe H_F auf 800 m, was gleich der Entstehungshöhe vom Kondensstreifen entspricht. Das Gebiet, das der Wirbelphasensimulation entstammt, ist 500 m hoch und 256 m breit. Es hat die Maschenweiten $dx_W = dz_W = 1$ m und wird in der rechten oberen Hälfte des größeren Gitters der Teil1-Simulation eingebettet. Weil sich der Gitterpunktabstand verfünffacht, werden jeweils 25 Gitterpunkte zusammengefasst und das arithmetische Mittel der physikalischen Felder für das neue Modellgebiet gebildet. Die vertikale Position des Flugzeugs liegt in der Wirbelphasensimulation auf 400 m (Untersträßer, 2008). Deshalb ist die Position des Flugzeugs in der Dispersionsphasensimulation $H_F = 800$ m, auf den doppelten Wert angestiegen. In der Teil1-Simulation ist der Zeitschritt $\Delta t_1 = 2$ s. Im Allgemeinen muss dieser jedoch in Abhängigkeit von der Windscherung und horizontalen Maschenweite des Modells angepasst werden. Als nützlicher Parameter kann hierfür die Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl C_{CFL} herangezogen werden, denn

$$C_{CFL} = \frac{u_{max} \cdot \Delta t}{\Delta x} \quad (2.24)$$

mit dem diskreten Zeitschritt Δt , diskreten Ortsschritt Δx und einer maximal auftretenden Windgeschwindigkeit u_{max} . Die CFL-Bedingung besagt, dass nur für $C_{CFL} < 1$ das Diskretisierungsschemata (z. B. explizites Euler-Verfahren) numerisch stabil ist. Will man den Ortsschritt (Maschenweite) im Modell gleich groß halten und untersucht man Kondensstreifen in einer Umgebung mit verschiedenen Windscherungen, so ist der Zeitschritt Δt jeweils genügend klein zu wählen, sodass die CFL-Bedingung noch erfüllt

bleibt. Die physikalischen Anfangsfelder der Eiskristallkonzentration N , den Eiswassergehalt IWC , die Temperaturstörung θ' und des Wasserdampf-mischungsverhältnis q_v werden unverändert in der Teil1-Simulation fortgesetzt. Zu den Geschwindigkeitsfeldern wird ein Rauschen (u' , w') addiert. Dies geschieht in Vorabsimulationen, in denen die turbulenten Fluktuationen in der Windgeschwindigkeit durch $\varepsilon = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ (Eddy-Dissipationsrate) zusammen mit der Stabilität der Atmosphäre ($N_B = 0.01 \text{ s}^{-1}$) gekennzeichnet sind. Das Feuchtefeld wird, wie es in Abb. 2.4 zu sehen ist, nur im ersten Teil der Simulationen über das komplette Gebiet konstant gehalten (hier: $RH_i^* = 120\%$). Die vertikale Windscherung ist über das Hintergrundfeld des Horizontalwindes einstellbar. Bei Scherung findet in der unteren Gebietshälfte eine Advektion nach rechts und in der oberen in entgegengesetzte Richtung statt. Für das Temperaturfeld θ_e muss eine Anpassung vorgenommen werden, und zwar derart, dass die Temperatur auf dem Flugniveau die gleiche und N_B unverändert bleibt. Die Druck- und Dichtefelder werden ebenfalls in das größere Gebiet ein- und fortgesetzt. Eine Teil1-Simulation hat in dieser Arbeit immer eine Simulationszeit von $t_{sim_1} = 2000 \text{ s}$ und die wichtigsten Daten werden alle 200 s gespeichert. Spezielle Eispartikeldaten werden auch in kürzeren Zeitintervallen ausgegeben.

Prinzipiell ändert sich die Vorgehensweise beim Übergang zu einer Teil2-Simulation nicht. Ein Hauptmerkmal ist ein deutlich größeres Simulationsgebiet im Vergleich zum Vorgängerlauf. Bei der exemplarischen Simulation in Abb. 2.4 hat das neue Gebiet eine horizontale Breite $L_{x_2} = 17280 \text{ m}$ und eine Höhe $L_{z_2} = 1500 \text{ m}$. Dort wird das Gebiet mit allen physikalisch relevanten Feldern so eingebettet, dass zum rechten Gebietsrand 2880 m und zum linken 8640 m Abstand vorhanden bleibt. Im neuen Gebiet ändert sich die Flughöhe H_F auf 1400 m . Nun ist der neue Standard Simulationszeitschritt $\Delta t_2 = 10 \text{ s}$ und die maximale Simulationszeit t_{sim_2} beträgt zwischen 5000 s und 36000 s je nach Scherung und Art bzw. Rechenintensivität der Untersuchungen (z. B. Aggregation, Maschenweitenabhängigkeit, SIP-Anzahlvariation). Die standardmäßig eingestellten Gitterpunktabstände betragen $dx_2 = 15 \text{ m}$ und $dz_2 = 10 \text{ m}$. Bei höheren Windgeschwindigkeiten, wie sie bei den Scherungsfällen auftreten, muss der Standardzeitschritt Δt_2 herabgesetzt werden. Hat man beispielsweise eine Scherung von $4 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$, so ist $\max(u_e) = 2 \text{ m s}^{-1}$ und dementsprechend muss die CFL-Bedingung berücksichtigt werden. Gerade bei hohen Windscherungen muss auch die horizontale Gebietsbreite individuell erhöht werden, weil sich der Kondensstreifen bei solchen Bedingungen sehr stark verbreitern kann. Eine vertikale Ausdehnung des Modellgebiets um 500 m beim Übergang vom ersten zum zweiten Teil der Simulation ist wegen der Sedimentation der Eisteilchen im Kondensstreifen nötig. Folgende Tabelle stellt nochmal einen groben Überblick über die Zeit- und Gebietsparameter im Modell dar:

s in $\text{m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$	Δt_1 in s	Δt_2 in s	L_{x_1} in m	L_{x_2} in m
0	2	10	5760	17280
2	2	5	11520	34560
4	2	5	11520	34560
6	2	2	11520	34560

Tab. 2.1: Diskrete Zeitschritte Δt_1 , Δt_2 und Gebietsbreiten L_{x_1} , L_{x_2} der Teil1- und Teil2-Simulationen und in Abhängigkeit der Windscherung und maximaler Simulationszeit (t_{disp}). Farbige Boxen geben an, dass ein Parameter noch zusätzlich von t_{disp} abhängt. Jeweils die rote Box in einer Spalte zeigt die entsprechenden Parameterwerte für $t_{disp} = 20000 \text{ s}$ und die blaue Box für $t_{disp} = 38000 \text{ s}$.

Vergleicht man die relativen Feuchtefelder bzgl. Eis in Abb. 2.4, erkennt man schon, dass die relative Umgebungsfeuchte in der Teil2-Simulation nicht mehr über den ganzen Modellhöhenbereich gleich bleibt. In den untersten 500 m nimmt die Feuchte linear auf 50 %, bezogen zu den oberen 1000 m, ab. In diesem Fall verringert sich RH_i^* um 70 %. In einer Vergleichssimulation wurde diese Übergangsschicht (*Transition-Layer*) auch einmal weggelassen. Damit war die Feuchte zu Beginn der Simulation überall gleich groß, genauso wie in den Teil1-Simulationen. Betrachtet man die Feuchtefelder sieht man dort den 2-D Abdruck der Kondensstreifen, da der vorhandene Wasserdampf in der Umgebung auf den Eiskristallen deponiert und folglich eine Abnahme der relativen Feuchte stattfindet.

Demzufolge erstreckt sich der modellierte Lebenszeitraum der Kondensstreifen in der Dispersionsphase auf

$$t_{sim_1} + t_{sim_2} = t_{disp}.$$

Bei ausgewählten Studien wird in dieser Arbeit die maximale Simulationszeit $t_{disp} = 38000 \text{ s}$ ($\approx 10.6 \text{ h}$) betragen. Normalerweise werden in einer Teil1-Simulation 32 und in einer Teil2-Simulation 64 Prozessoren des Supercomputers verwendet. Werden aber bestimmte Parametereinstellungen und Prozesse kombiniert, z. B. eine Simulation mit mittlerer Scherung $s = 4 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$ ($\equiv 0.004 \text{ s}^{-1}$), zusätzlicher Aufgleitgeschwindigkeit $w_{syn} > 0$ und Aggregationsrechnung, kann es vorkommen, dass für den zweiten Teil einer Simulation auch mal 128 oder sogar 192 Prozessoren benutzt werden. Der Grund liegt beim Speicherplatzbedarf einzelner Prozessoren, die sich das Simulationsgebiet gleichmäßig in vertikale Stücke aufteilen. In einem bestimmten Teilgebiet liegt der Hauptbereich des Kondensstreifens, wo die Simulationspartikel die meisten Eiskristalle beinhalten. Je mehr Prozessoren verwendet werden, desto kleiner wird der Zuständigkeitsbereich eines Prozessors, der diesen Hauptbereich bearbeiten muss und deshalb sinkt dessen Speicherplatzbedarf. Während einer Simulation müssen Prozessoren, die benachbarte Gebiete bearbeiten, untereinander kommunizieren und Informationen austauschen, weil z. B. Simulationpartikel aus einem Prozessorgebiet in ein anderes wandern können.

2.2.3 IDL – Datenvisualisierung

IDL steht für *Interactive Data Language* und ist eine numerisch und interaktiv vektorisierte Programmiersprache, die bestens dafür geeignet ist, große Datenmengen zu prozessieren (auch Bildverarbeitung). Seitens der Syntax besteht öfters Ähnlichkeit zu Fortran und manchmal zu C. IDL ist in vielen speziellen Gebieten der Wissenschaft beliebt, darunter z. B. in der Astronomie, medizinischen Bildgebung oder Meteorologie.

Für eine kurze Vorstellung, wie mit IDL die Kondensstreifensimulationsdaten ausgewertet und visualisiert werden, sind zunächst drei Klassen von Grafikdarstellungen von Bedeutung:

- Darstellungen mit zeitlichem Verlauf
- Vertikalprofile und andere Grafiken zu bestimmten Zeitpunkten
- Zweidimensionale Querschnitte zu bestimmten Zeitpunkten

Darstellungen mit zeitlichem Verlauf Bei solchen Darstellungen, wo der zeitliche Verlauf im Vordergrund steht, werden integrale Größen über das gesamte Simulationsgebiet betrachtet. Hierbei liegt der Vorteil, dass mittels einer Grafik der gesamte Zyklus eines Kondensstreifens bzw. eine Eigenschaft des KS erfasst werden kann. Interessiert man sich dagegen für feinere, räumlich aufgelöste Strukturen im KS, so ist diese Methode der Darstellung nicht dafür geeignet. Eine der beiden folgenden Möglichkeiten der Datenvisualisierung ist dafür eher prädestiniert. Die Modelldaten werden nicht mit dem diskreten Zeitschritt Δt aus den Simulationen herausgeschrieben, sondern in viel größeren Intervallen (bis zu $t = 1500$ s).

Vertikalprofile und andere Grafiken zu bestimmten Zeitpunkten Nutzt man die Darstellungsform von vertikalen Profilen, die gerade aufgrund der Untersuchung von Sedimentationsprozessen hilfreich sind, kann man sich immer nur auf einen Zeitpunkt pro Grafik beziehen. Was den analytischen Aufwand etwas erhöht, wenn man die Prozesse über einen längeren Zeitraum verfolgen möchte. In diesen Profilen findet dann nur eine horizontale Integration der physikalischen Größen statt, sodass eine vertikale Variation erhalten bleibt. Die Abbildungen zu Eiskristallgrößenverteilungen, genauso wie zu Histogrammen, die aus den Partikeldaten erstellt werden, können ebenfalls nur zu festgelegten Zeiten ausgegeben werden.

Zweidimensionale Querschnitte zu bestimmten Zeitpunkten Mittels zweidimensionaler Darstellungen kann man besonders gut Konzentrationen in Bezug auf den Ort im Simulationsgebiet veranschaulichen. Eine farbige Untermalung hilft, die Unterschiede und starke Gradienten zu identifizieren. Solche Plots dienen auch zur Erkennung von kleinräumigen Strukturen und Fluktuationen ausgewählter Variablen.

Kapitel 3

Vergleich der Modellergebnisse

Die nachfolgende Tabelle zeigt die Parameterbandbreite der Simulationen für den Modellvergleich zwischen EULAG-BULK und EULAG-LCM. Zunächst wird im exemplarischen Vergleich eine Simulation bei $T_F = 217\text{ K}$, $RH_i^* = 120\%$ und $s = 4 \cdot 10^{-3}\text{ s}^{-1}$ über 3 h betrachtet. Speziell wird auf die Entwicklung der Eiswassergehalte IWC , der Eiskristallgrößenverteilungen und den Sedimentationen im Kondensstreifen eingegangen.

Parameter	Parameterraum			
Flughöhentemperatur T_F in K	209	212	217	222
relative Feuchte RH_i^* in %	105	110	120	130
Windscherung s in $\text{m s}^{-1}\text{ km}^{-1}$	0	2	4	6
Linienmuster	Modellsystem			
durchgezogen	EULAG-LCM			
gepunktet	EULAG-BULK			

Tab. 3.1: *Parameterraum für den Modellvergleich mit Standardsimulationen. Die Variablen T_F , RH_i^* und s können dabei verschieden variiert und kombiniert werden. Die Schriftfarben mit entsprechenden Werten stimmen mit den Linien derselben Farben in den Vergleichsabbildungen überein. Graue Boxen geben an, welche anderen beiden Parameter bei der Variation eines Parameters jeweils konstant gehalten werden. Das Linienmuster charakterisiert die Modelle.*

3.1 Exemplarischer Vergleich

Die Abbildung 3.1 zeigt exemplarisch den Eiswassergehalt IWC zu den Zeitpunkten $t_{disp} \in [2000, 6500, 11000]\text{ s}$ für eine Beispielsimulation bei $T_F = 217\text{ K}$, $RH_i^* = 120\%$ und $s = 4 \cdot 10^{-3}\text{ s}^{-1}$. Der Eiswassergehalt wird zu drei Stadien des Lebenszyklus gezeigt und kann zwischen den beiden Modellen verglichen werden. Aufgrund der vertikalen Windscherung wachsen die Kondensstreifen hauptsächlich in horizontaler Richtung an.

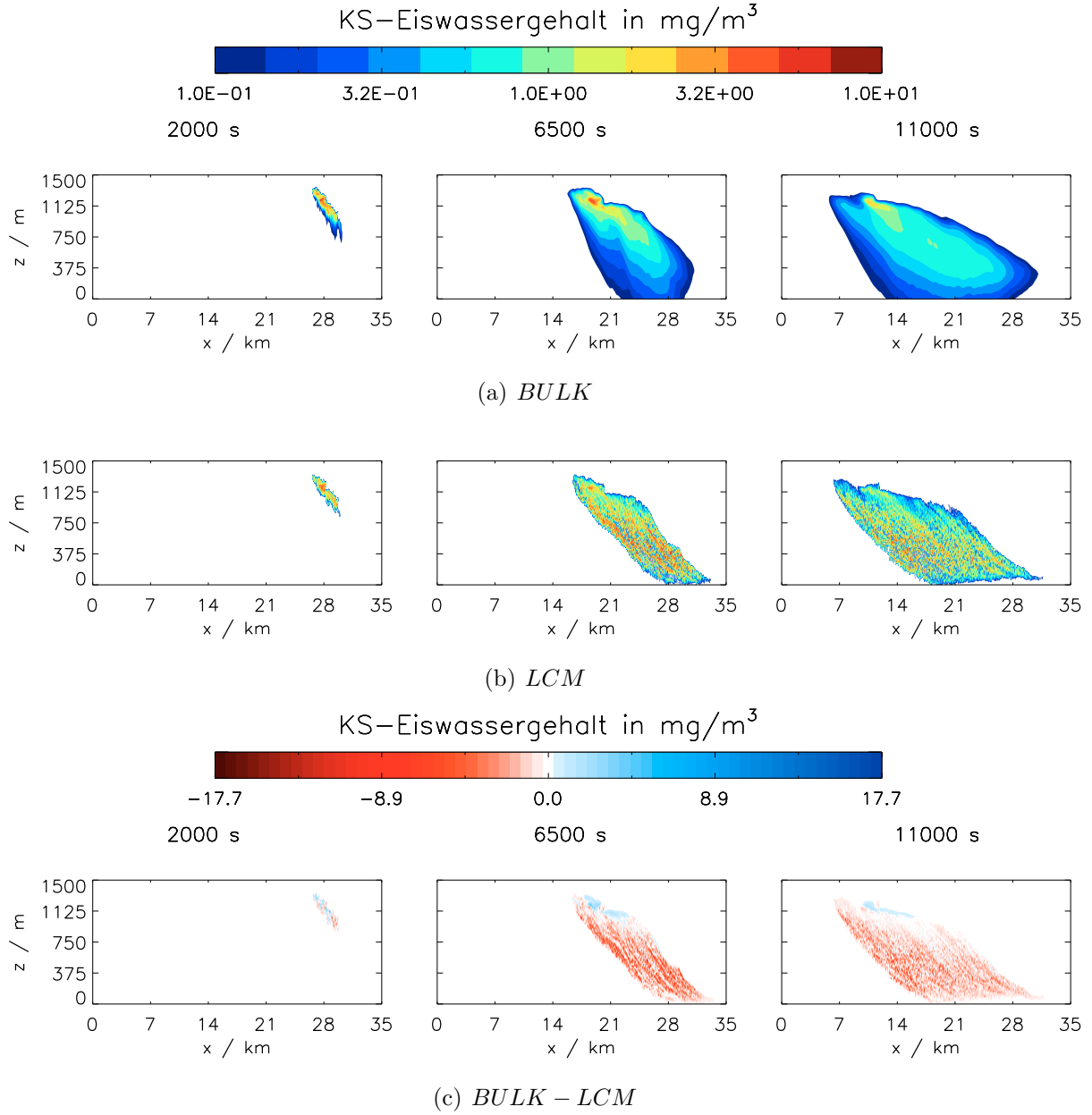


Abb. 3.1: Modellvergleich zwischen *EULAG–BULK* (1. Reihe) und *EULAG–LCM* (2. Reihe) in 2-D Querschnitten des Eiswassergehalts zu den angegebenen Zeitpunkten bei $T_F = 217\text{ K}$, $RH_i^* = 120\%$ und $s = 4 \cdot 10^{-3}\text{ s}^{-1}$ (blau markierter Scherungsfall der Standardsimulationen in Tabelle 3.1). In der 3. Reihe ist das Differenzfeld der beiden Modelle $IWC_{\text{bulk}} - IWC_{\text{lem}}$ dargestellt. Die obersten 6 Abbildungen haben eine logarithmische Farbskala.

Die maximalen Werte für den Eiswassergehalt liegen bei beiden Modellen zu allen dargestellten Zeitpunkten zwischen 1 und 10 mg m^{-3} . Aufgrund einer Kompensation durch Depositionswachstum findet nur eine geringe Abnahme der Maximalwerte des IWC mit der Zeit statt. Nach $t_{\text{disp}} = 2000\text{ s}$ sind die Modellunterschiede gering und durch zufällige Fluktuationen bestimmt (linke Abb. 3.1(c)). Vertikal erstreckt sich der KS auf ca. 300 m (nach 2000 s) und bildet anschließend durch Sedimentationsprozesse einen Fallstreifen aus.

Somit erreicht er nach 6500 s eine Dicke von über 1000 m. Erst zu späteren Zeiten der Simulationen stellt sich heraus, dass der Kondensstreifen im EULAG–LCM Modell durch eine verstärkte Sedimentation im Fallstreifen, speziell an den Randgebieten, auch deutlich höhere IWC -Werte ($\Delta IWC \sim 5 \text{ mg m}^{-3}$) vorkommen. Im Laufe der Entwicklung kann die gesamte Eismasse im KS drastisch zunehmen (mehrere Größenordnungen), sofern eine kontinuierliche Einmischung von übersättigter Luft in den KS-Randbereichen abläuft (s. auch Unterstratzer und Gierens (2010a)). Generell geht der Eiswassergehalt mit der Zeit in den Höhenbereichen zurück, wo größere Eiskristalle heranwachsen, die daraufhin aufgrund der höheren Sedimentationsgeschwindigkeiten schneller nach unten fallen.

Im EULAG–LCM Modell verringern sich die IWC Werte in diesen Bereichen (obersten 200 m des KS) etwas schneller, was in den beiden letzten Zeitpunkten der Abbildung 3.1(c) an den hellblauen Streifen am Oberrand des Kondensstreifens zu erkennen ist. Da nur ein kleiner Teil der Eiskristalle wirklich aussedimentiert, bleibt die Eiskristallanzahldichte auch nach 3 h weiterhin im oberen Drittel des KS am größten (s. Abb. 3.2(a)).

Zur Veranschaulichung ist das Feld der relativen Feuchte (Abb. 3.2(b)) gezeigt. Die Initialisierung des Feuchtefeldes wurde auf die gleiche Weise wie in Unterkapitel 2.2.2 vorgenommen. Nach 3 h haben Windscherung und turbulente Luftbewegungen zu einer leichten Deformation der Feuchteränder geführt. In den homogenen Gebieten betragen die maximalen Fluktuationen $\pm 5\%$. Am Unterrand des Simulationsgebiets fluktuiert die Feuchte weiterhin um 50 % und außerhalb des Kondensstreifens über der 500 m Marke um die 120 %. Das Innere des Kondensstreifens ist durch Eissättigung ($RH_i \approx 100\%$) gekennzeichnet. Damit ist der 2-D Feuchteabdruck des Kondensstreifens gut als gelbgetönte Fläche vor dem rötlichen Hintergrund zu erkennen.

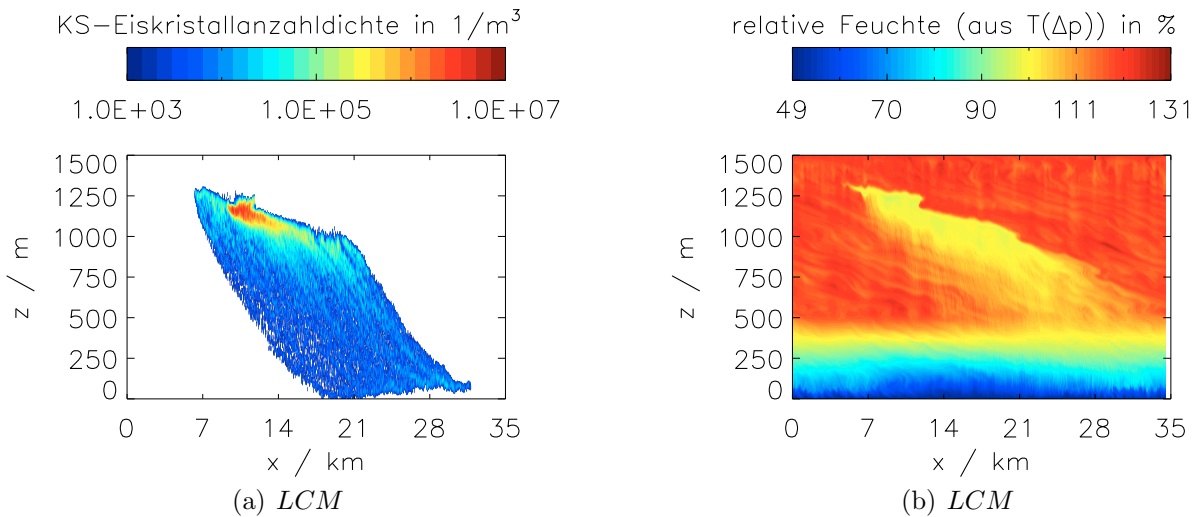


Abb. 3.2: Eiskristallanzahldichte und relative Feuchte für EULAG–LCM Simulation nach 11000s, gleiche Bedingungen wie bei Abbildung 3.1. Linkes Bild mit logarithmischer, rechtes mit linearer Farbskala.

Zur genaueren Analyse der Eispartikelfelder eignen sich EK-Größenverteilungen besonders gut. Zunächst beziehen wir uns auf das gesamte Simulationsgebiet. Später werden auch

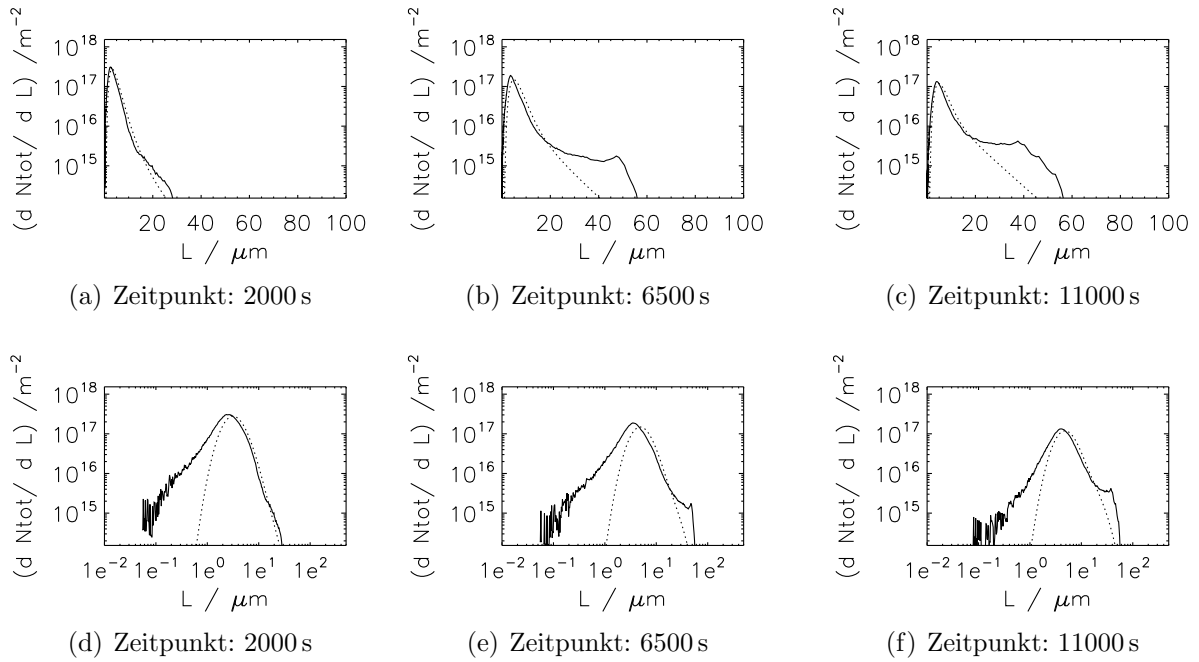


Abb. 3.3: Modellvergleich der Eiskristallgrößenverteilungen pro Flugmeter und Binbreite in linearer (obere Reihe) und logarithmischer Skala (untere Reihe) bei gleichen Bedingungen wie für die Abbildung 3.1. Die Modelle sind durch unterschiedliche Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

Größenverteilungen in verschiedenen Höhenbereichen der Kondensstreifen untersucht. Betrachtet man die Eiskristallgrößenverteilungen des BULK Modells, erkennt man dessen diffusiven Charakter in der Eisphase. Die Größenverteilung endet nicht wie im LCM Modell abrupt bei einer bestimmten Eiskristalllänge L , sondern nimmt stetig mit zunehmendem L ab. Ansatzweise erkennt man das in den Abbildungen 3.3(b) und 3.3(c) an den schwarz gestrichelten Kurven. Rein theoretisch schneiden sich die Modellkurven auf der rechten Längenseite, was aber aufgrund der sehr niedrigen Anzahlkonzentration unbedeutend ist.

dN_{tot}/dL ist die totale Anzahlkonzentration einzelner Eiskristalle pro Längenbinbreite. Man erkennt, dass beim LCM-Lauf ab $t_{disp} = 2000$ s immer mehr größere EK entstehen. Ab einer Eisteilchenlänge von $20 \mu\text{m}$ wächst der Abstand der Kurven merklich an (Abb. 3.3(a) bis 3.3(c)). In beiden Modellen bleibt das Maximum von $dN_{tot}/dL \approx 1.3 \cdot 10^{17}$ bei $L \approx 3 \mu\text{m}$ über die gesamte t_{sim_2} Zeit erhalten. Beispielsweise befinden sich nach 6500 s in jedem Bin zwischen 20 und $50 \mu\text{m}$ der EULAG-LCM Simulation (durchgezogene schwarze Kurve in Abb. 3.3(b)) mindestens um die $1.3 \cdot 10^{15}$ Eiskristalle, während bei der EULAG-BULK Simulation schon im $40 \mu\text{m}$ -Bin die Anzahlkonzentration um eine Größenordnung niedriger liegt. In der logarithmischen Darstellung der Längenachse (x-Achse), s. Grafiken 3.3(d) bis 3.3(f), erkennt man bei der LCM-Simulation einige diskrete SIPs, die relativ wenige und sehr kleine Eiskristalle ($L < 1 \mu\text{m}$) enthalten. Eine EK-Größenverteilung, wie sie mit dem EULAG-LCM Modell ausgewertet werden kann, liegt wesentlich näher an einer experimentell messbaren Größenverteilung.

3.2 Überprüfung der Sedimentation

Es ist unklar, ob die unterschiedlichen Fallstreifen aufgrund der Verwendung unterschiedlicher Parametrisierungen der EK-Fallgeschwindigkeiten oder numerischen Implementierung in Erscheinung treten. Daher wurde im Rahmen einer Sensitivitätsstudie testweise die Sedimentationsgeschwindigkeit im EULAG–LCM Modell wie beim BULK-Ansatz vorgegeben. Dabei ist die Relation zwischen Eiskristallmasse und Sinkgeschwindigkeit konsistent zum EULAG–BULK Modell behandelt worden (Spichtinger und Gierens, 2009a). Der Vergleich wurde bei der Flughöhentemperatur $T_F = 217\text{ K}$ und bei einer relativen Feuchte bzgl. Eis $RH_i^* = 120\%$ ohne Windscherung durchgeführt. Folgende Gleichung bestimmt die Sedimentationsgeschwindigkeit der Partikel als Funktion ihrer Masse:

$$v_0(m) = \gamma(m) \cdot m^{\delta(m)} \quad (3.1)$$

$\gamma(m)$ und $\delta(m)$ sind stückweise konstante Parameterfunktionen (s. Tabelle 3.2). Nachdem die Parametrisierung vom EULAG–BULK Modell in den das LCM-Modul übernommen worden ist, wurden Daten zur massenabhängigen Sedimentationsgeschwindigkeit ausgewertet. Bei der Überprüfung des dazu gezeichneten Graphens wurde ein unstetiger Sprung im Massenintervall $m_1 = 2.146 \cdot 10^{-13}\text{ kg} \leq m \leq m_2 = 2.166 \cdot 10^{-9}\text{ kg}$ entdeckt. Die Abweichung betrug ca. 5 %. Daraufhin sind die grau hinterlegten Parameter ($\gamma(m)$, $\delta(m)$) angepasst worden. Die übrigen Werte blieben identisch. Mit einem Vergleich des LCM-

m	$\gamma(m)$	$\delta(m)$
$m \leq m_1$	735.4	0.42
$m_1 \leq m \leq m_2$	60267.0	0.57105
$m_2 \leq m \leq m_3$	329.8	0.31
$m_3 \leq m$	8.8	0.096

Tab. 3.2: Abgeänderte Werterelationen für $\gamma(m)$ und $\delta(m)$ in der Geschwindigkeits-Massen Gleichung nach Spichtinger und Gierens (2009a). Grau hinterlegte Boxen zeigen die geänderten Werte.

Laufes zwischen den alten und neuen Parameterwerten ist es möglich, deren Einfluss auf die Simulationsergebnisse zu prüfen. Der Einfluss dieser Änderung ist, im Gegensatz zu anderen Änderungen (z. B. relative Feuchte), als sehr gering einzuschätzen. Eine fast identische Abnahme der Eiskristallanzahl pro Flugmeter in der Dispersionsphase von rund $1.7 \cdot 10^{12}\text{ m}^{-1}$ bei $t_{disp} = 0$ auf $0.5 \cdot 10^{12}\text{ m}^{-1}$ bei $t_{disp} = 20000\text{ s}$ verdeutlicht dies. Ein Blick auf den zeitlichen Verlauf der Eismasse offenbart maximale relative Abweichungen von 10 %, die aber erst nach gut 3.5 h Simulationszeit auftreten.

Die roten Kurven in Abbildung 3.4 liegen zu allen dargestellten Zeitpunkten sehr nahe an den durchgezogenen schwarzen Kurven und folgen deren Profilverlauf. Die Modellunterschiede können deshalb nicht auf physikalische Gründe zurückgeführt werden, sofern sie mit Sedimentationsprozessen verbunden sind. Wahrscheinlich muss die Ursache in der unterschiedlichen numerischen Implementierung liegen.

Das EULAG–BULK Modell zeigt einen „ausschmierenden“, diffusiven Charakter an den

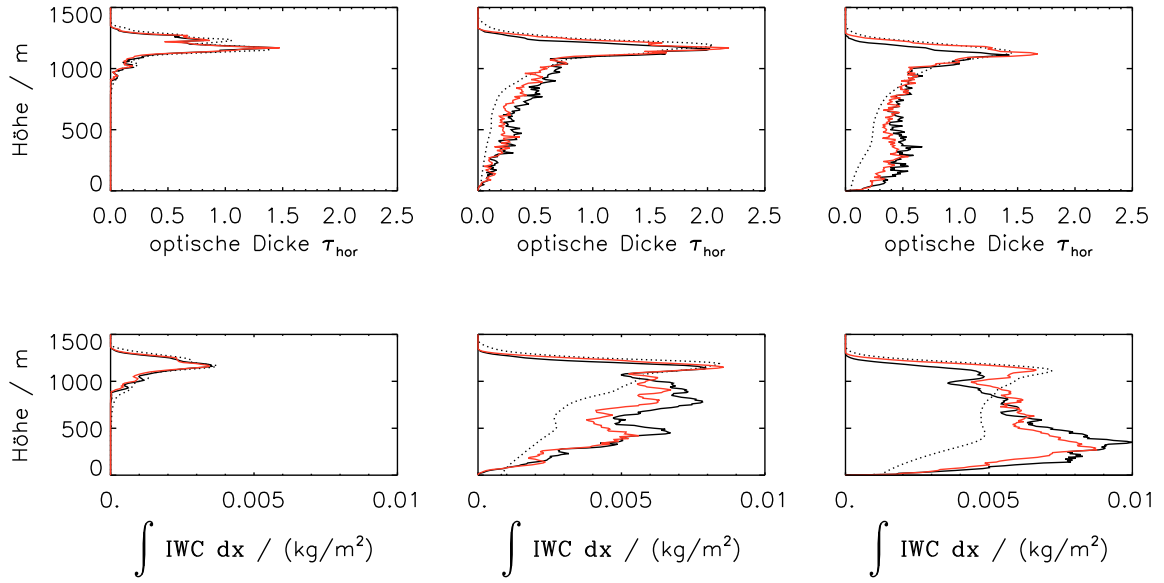


Abb. 3.4: *Sedimentationstest: Vertikalprofile der optischen Dicke τ_{hor} (obere Reihe) und des Eiswassergehalts IWC (untere Reihe) nach 2000 s (1. Spalte), 6500 s (2. Spalte) und 11000 s (3. Spalte). **Schwarze Kurven:** Ursprüngliche Sedimentationsparametrisierung der jeweiligen Modelle. **Rote Kurve:** Neue Parametrisierung der Sedimentation im EULAG-LCM Modell für Gleichung (3.1) nach Tabelle 3.2. Das Modell ist durch Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.*

physikalischen Feldrändern der Kondensstreifen. In den LCM-Simulationen sollten die Folgen der Sedimentation, also auch der Fallstreifen, realistischer repräsentiert werden. Die Umstellung der Parametrisierung in der Sedimentationsroutine für eine LCM-Simulation wurde nur für diese Überprüfung (Unterkapitel 3.2) gemacht. Alle vorherigen und kommenden EULAG-LCM Simulationen benutzen wieder die ursprünglichen Parameterwerte, die zu den schwarzen durchgezogenen Linien in Abbildung 3.4 gehören.

Jetzt wird zu einem systematischen Vergleich geometrischer, optischer und mikrophysikalischer Eigenschaften bei unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen übergegangen.

3.3 Systematischer Vergleich

In diesem Unterkapitel werden die Simulationsergebnisse des EULAG-LCM Modells systematisch mit denen des EULAG-BULK Modells verglichen (Untersträßer und Gierens, 2010a). Der Zeitraum dafür beträgt 20000 s, was etwa 6 Stunden sind. Mit „systematisch“ ist die Aufteilung der Analyse bei einer Veränderung der relativen Feuchte RH_i^* , Temperatur auf Flugniveau T_F und der Windscherung s gemeint, wobei man in jedem dieser Abschnitte geometrische, optische und auch mikrophysikalische Kondensstreifeneigenschaften betrachtet und diskutiert. Das Format der Abbildungen in den folgenden Abschnitten ist weitestgehend einheitlich. Die Variation eines Parameters wird durch die

Linienfarbe und das Modell durch das Linienmuster gekennzeichnet (s. Tabelle 3.1).

Gewöhnlich wird mit Hilfe der Strahlungsextinktion χ und einem definierten Schwellwert χ_0 auf geometrische Wolkeneigenschaften geschlossen. Bei Kondensstreifen interessiert man sich z. B. für die Breite B_{Ext} (Ausdehnung entlang der Flügelrichtung), Querschnittsfläche F (Fläche senkrecht zur Flugrichtung) oder Höhe H (Ausdehnung in vertikaler Richtung). Alternativ wird die die Breite B_{OD} anhand der optischen Dicke τ mit Schwellwert τ_0 bestimmt. Die Schwellwerte sind so gewählt, dass $\chi_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ dem Lidar-Detektions-Limit und $\tau_0 = 0.03$ dem Augen-Detektions-Limit entspricht. Ein Lidargerät ist wesentlich empfindlicher als das menschliche Auge und kann deshalb auch für uns bereits unsichtbare, aber immer noch vorhandene Kondensstreifen erkennen.

$$\begin{aligned} B_{Ext} &= \left(\sum_{i=1}^{nx} \sum_{k=1}^{nz} (\chi(i, k) \geq \chi_0) \right) \cdot dx \cdot dz \\ B_{OD} &= \left(\sum_{i=1}^{nx} (\tau \geq \tau_0) \right) \cdot dx \\ F &= \left(\sum_{i=1}^{nx} \exists_k \text{ mit } (\chi(i, k) \geq \chi_0) \right) \cdot dx \end{aligned}$$

Die Ausdrücke in Klammern, die auf die Summenzeichen folgen, können entweder einen wahren (1) oder falschen (0) Wert annehmen. Um auf die vertikale Erstreckung eines Kondensstreifens zu schließen, hat es sich bei Unterstraßer et al. (2008) als nützlich erwiesen, eine horizontal integrierte Extinktion zu benutzen. Hierbei handelt es sich um eine optische Dicke τ_{hor} entlang einer horizontalen Achse durch eine Wolke.

$$\tau_{hor} = \int \chi dx$$

Bei den optischen Eigenschaften konzentrieren wir uns auf eine mittlere effektive (prädominante) optische Dicke $\tau_{prä}$, deren Berechnung wie folgt formuliert werden kann:

$$\tau_{prä} = \frac{\int_{A_{sim}} \tau^2 dx dz}{\int_{A_{sim}} \tau dx dz}. \quad (3.2)$$

Die Gesamtextinktion E (auch „totale Extinktion“ genannt) dient als Maß für die Strahlungswirksamkeit eines Kondensstreifens. Praktischerweise kombiniert E geometrische Eigenschaften mit optischen Dicken. Die Definition dieser Größe ist damit unabhängig von Schwellwerten. Monte-Carlo-Simulationen von Photonenpfaden durch optisch dünne Eiswolken verdeutlichen, dass praktisch keine Mehrfachstreuung an den Eisteilchen auftritt. Somit kann die Gesamtextinktion E aus der Summe einzelner Extinktionssäulen $E_x = 1 - e^{-\tau_x}$ berechnet werden. Der zweite Term in E_x beschreibt die Transmission T_x in einer solchen Säule.

$$E = \int (1 - T_x) dx = \sum_0^{nx} (1 - T_x) \cdot \Delta x$$

Für kleine τ Werte kann man die Exponentialfunktion $e^{-\tau_x}$ approximieren, indem man die Taylorreihenentwicklung der Funktion nach der ersten Ordnung abbricht:

$$\begin{aligned}\exp(-\tau_x) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-\tau_x^n}{n!} = \\ &= 1 + \frac{-\tau_x}{1} + \mathcal{O}^2 \approx 1 - \tau_x \\ \rightsquigarrow E_x &= 1 - e^{-\tau_x} = 1 - T_x \approx 1 - (1 - \tau_x) = \tau_x\end{aligned}$$

Somit kann man die Gesamtextinktion E_{app} mit Hilfe von $E_x \approx \tau_x$ durch

$$E_{app} = \int \tau_x dx = \int \int \chi dx dz = \sum_0^{nx} \sum_0^{nz} \chi \cdot \Delta x \cdot \Delta z$$

näherungsweise beschreiben. Hier erkennt man gut, wie die Gesamtextinktion im Kondensstreifen von der Querschnittsfläche und der Extinktionssumme einzelner Eiskristalle abhängt.

Wenn im folgenden von mikrophysikalischen Kondensstreifeneigenschaften die Rede ist, wird unter Anderem auf den Verlauf der Eiskristallanzahldichte N und dem prädominanten Eiswassergehalt $IWC_{prä}$ pro Flugmeter Bezug genommen.

$$\begin{aligned}N &= \int \int N_i dx dz \\ IWC_{prä} &= \frac{\int IWC^3 dx dz}{\int IWC^2 dx dz}\end{aligned}\tag{3.3}$$

Möchte man Modelldifferenzen im Fallstreifen auflösen, so liefern die horizontal integrierten Eiskristallanzahlen N_h und die optischen Dicken τ_h nützliche Werte. Dargestellt werden sie als Vertikalprofile zu ausgewählten Zeitpunkten.

$$N_h = \int N_i dx$$

Ergänzend wird auch der zeitliche Verlauf des mittleren Eiskristalldurchmessers \overline{D} diskutiert. Berechnet wird dieser über die mittlere Masse der Eiskristalle \overline{m} , die über das Verhältniss des Eiswassergehalts und der Anzahldichte, jeweils über alle Gitterboxen integriert, bestimmt ist.

$$\begin{aligned}\overline{D} &= \left(\frac{6 \cdot \overline{m}}{\pi \cdot \rho_i} \right)^{\frac{1}{3}} \\ \overline{m} &= \frac{\int \int_{\chi > \chi_0} IWC dx dz}{\int \int_{\chi > \chi_0} N dx dz}\end{aligned}$$

Wie diese Formel zeigt, bestimmt man hier den mittleren Durchmesser über einen massengleichen, sphärischen Eiskörper.

3.3.1 Variationen in der Eisübersättigung

An dieser Stelle vergleichen wir die Simulationen der beiden Modelle unter verschiedenen Eisübersättigungen bzw. relativen Feuchten über Eis bei konstanter Flughöhentemperatur $T_F = 217\text{ K}$ und Scherung $s = 0$.

Geometrische Kondensstreifeneigenschaften

Eine Schwierigkeit bei der Beschreibung geometrischer Wolkeneigenschaften ist definitiv die starke Schwellwertabhängigkeit. Man sollte im Voraus klarstellen, über welche Schwellwerte man das Gebiet eines Kondensstreifens ableiten möchte. In Abbildung 3.5 stellt der Schwellwert für die optische Dicke ein schärferes Kriterium für die Breite eines Kondensstreifens dar, als der Extinktionsschwellwert. Bei geringen Eisübersättigungen äußert sich das an den relativ großen Unterschieden (Faktor ~ 2) in den Breiten B_{Ext} und B_{OD} in beiden Modellen. Mit zunehmender Feuchte in der übersättigten Schicht können sich die Kondensstreifen horizontal stärker ausbreiten, streben aber im scherungsfreien Fall gegen einen Sättigungswert. Die Modellergebnisse für die Breite stimmen insgesamt gut überein, für B_{Ext} allerdings etwas besser als für B_{OD} . Der Verbreiterungsprozess in der Dispersionsphase wird über den Simulationszeitraum beider Modelle ähnlich repräsentiert.

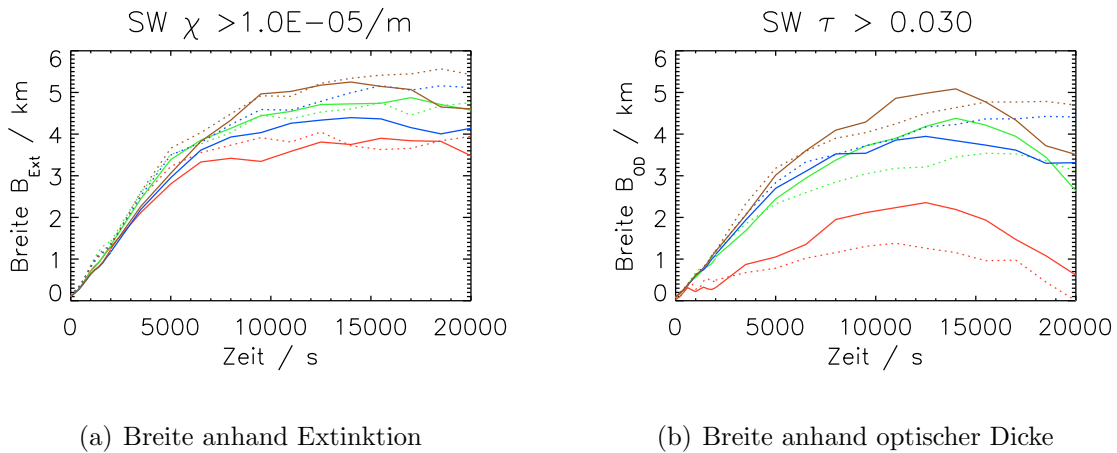


Abb. 3.5: Modellvergleich der KS-Breite B_{Ext} und B_{OD} für verschiedene relative Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf. Relative Feuchten und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1. Schwellwerte wie angegeben.

Sieht man sich den Vergleich der Querschnittsfläche an, so wird noch deutlicher, wie die Unterschiede vom gewählten Schwellwert abhängen. Diesmal sind zwei verschiedene χ_0 Werte (10^{-5} und 10^{-4} m^{-1}) dargestellt. Für den kleineren Schwellwert liegen die Ergebnisse der EULAG-BULK Simulationen bei allen Eisübersättigungen um maximal einen Faktor zwei höher (3.6(a)), während für den größeren Schwellwert die Unterschiede geringer werden und die Maximalwerte der EULAG-LCM Resultate immer größer werden (3.6(b)). Im BULK Modell werden die physikalischen Felder (IWC , N) stark geglättet (siehe

Abb. 3.1), sodass die Kondensstreifenränder nicht scharf abgegrenzt sind und die Konzentrationen stetig abnehmen. Das führt zu einer viel stärkeren Schwellwertabhängigkeit im Vergleich zum EULAG–LCM Modell. Zum Beispiel bleibt der Maximalwert der Fläche bei $RH_i^* = 130\%$ im LCM-Lauf für beide Schwellwerte im Bereich zwischen 2.5 - 3.0 km^2 (durchgezogene braune Kurven in Abb. 3.6). Aber für den selben Feuchtefall liegt dieser Bereich beim BULK-Lauf im Wertebereich zwischen 2.0 - 6.0 km^2 .

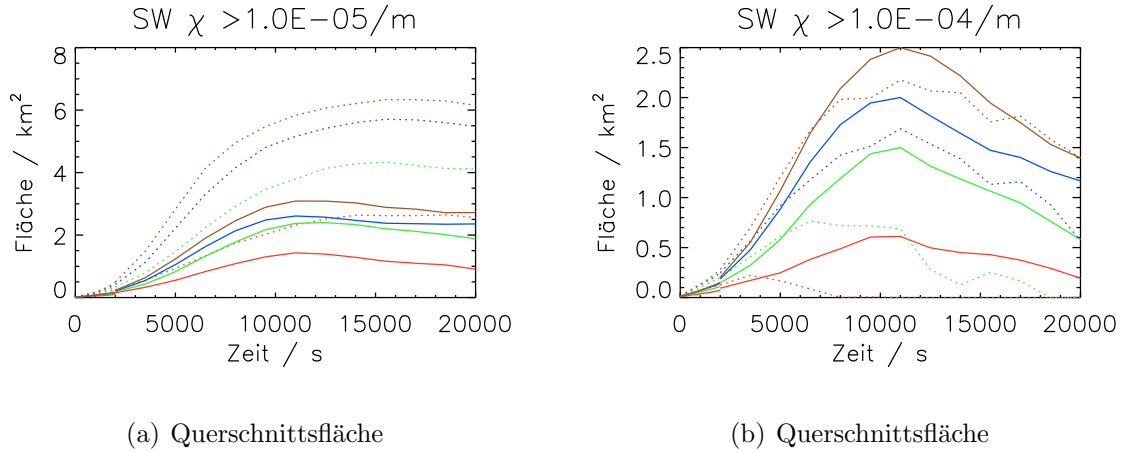


Abb. 3.6: Modellvergleich der Querschnittsflächen F für verschiedene relative Feuchten RH_i^* und Extinktionsschwellwerte im zeitlichen Verlauf. Relative Feuchten und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1. Schwellwerte wie in Grafiken angegeben.

Anhand der horizontal integrierten optischen Dicke τ_{hor} erkennt man die vertikale Erstreckung H der Kondensstreifen. In den ersten 30 Minuten liegt H zwischen 200 m ($RH_i^* = 105\%$) und 300 m ($RH_i^* = 130\%$). Bis zu diesem Stadium stimmen die Modellergebnisse nahezu überein. Die maximalen τ_{hor} Werte bei einer Temperatur T_F von 217 K und $s = 0$ werden nach rund 6500 s (ca. 110 Minuten) und 100 - 200 m unterhalb der Flughöhe im Hauptbereich der Kondensstreifen erreicht (3.7(b)). Bis auf die Simulation bei $RH_i^* = 130\%$, wo die EULAG–BULK Ergebnisse um 20% höher liegen, sind die Abweichungen der optischen Dicke im Hauptbereich vernachlässigbar. Systematische Modelldifferenzen treten allerdings im Fallstreifen der Kondensstreifen auf, also im mittleren bis späteren Lebensalter. In der Abbildung 3.7 erkennt man den Fallstreifen im Modellgebiet unterhalb von 1000 m . Wie schon in Unterkapitel 3.1 in Bezug auf den Eiswassergehalt erwähnt wurde, kommen auch für τ_{hor} bei den LCM-Simulationen höhere Werte im Fallstreifen heraus. Bei allen betrachteten Feuchtevariationen tritt dieser Effekt auf, wobei die Unterschiede zum Teil größer als 100% sind. Die Entwicklung des Fallstreifens, der mit der Zeit an optischer Dicke gewinnt, stimmt dagegen in den Modellen gut überein. Ebenso gilt das für die Entwicklung der vertikalen Ausdehnung der Kondensstreifen. Die Tatsache, dass sich das Maximum im Profil der optischen Dicke mit der Zeit zuspitzt und nicht glättet, ist ein Zeichen der geringen vertikalen Diffusion bei einer stabil geschichteten Atmosphäre.

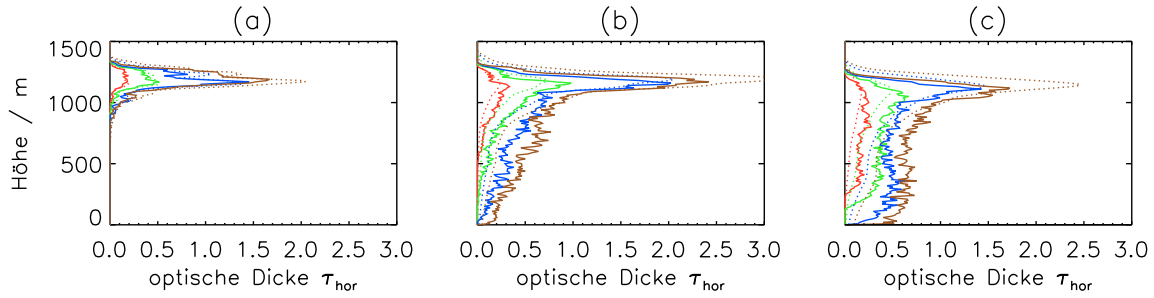


Abb. 3.7: Vergleich: Vertikalprofile der optischen Dicke τ_{hor} entlang der horizontalen optischen Sichtachse für verschiedene relative Feuchten RH_i^* zu den Zeitpunkten 2000 s (a), 6500 s (b) und 11000 s (c). Relative Feuchten und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

Optische Kondensstreifeneigenschaften

Für die Einschätzung der Klimawirksamkeit von Kondensstreifen eignet sich z. B. die Gesamtextinktion. In Abbildung 3.8(a) ist die Abhängigkeit der Gesamtextinktion von der relativen Feuchte zu sehen, die bei 130 % sechsmal so groß ist wie bei 105 %. Wie später noch zu sehen sein wird, haben die Temperatur als auch die Windscherung ebenfalls einen großen Einfluss auf die Gesamtextinktion. Zu beachten ist, dass der Strahlungsantrieb nicht daraus abgeleitet werden kann, jedoch der Lebenszyklus eines Kondensstreifens sich dadurch gut veranschaulichen lässt. Als typische Zeitskala eines KS kann der Umkehrpunkt (Maximum) in der Gesamtextinktion benutzt werden (Untersträßer und Gierens, 2010a). Diese Zeitskala ist in beiden Modellsimulationen identisch ($t_{disp} = 3$ h). Lediglich der Wert des Maximums liegt bei den EULAG – LCM Simulationsergebnissen höher (z. B. 30 % bei $RH_i^* = 130$ %). Wenn man sich aber die Änderung der Gesamtextinktion zwischen zwei Übersättigungen (z. B. rote und grüne Kurven in Abb. 3.8(a)) ansieht, wo nur eine geringe Feuchtezunahme stattfindet (5 %), verliert der Modellunterschied an Bedeutung. Verstärkt wird dies durch die Tatsache, dass die Bestimmung der relativen Feuchte in übersättigten Atmosphärenschichten auch mit modernsten Messtechniken schwierig ist und Fehler im Bereich von ± 5 -10 % auftreten.

Eine Einteilung der Extinktion in verschiedene Höhenbereiche (Abb. 3.9) unterhalb der Flughöhe H_F ist nützlich, wenn man herausfinden möchte, in welchem Bereich des Kondensstreifens die größten Unterschiede in den Modellergebnissen auftreten. Es fällt auf, dass im Hauptbereich der Kondensstreifen, also bis 400 m unterhalb der Flughöhen- bzw. Kondensstreifeninitialisierung, die BULK-Simulationen bei den beiden feuchteren Variationen ($RH_i^* \in [120 \%, 130 \%]$) durchgehend größere Extinktionswerte erreichen (s. Grafik 3.9(a)). Nimmt man dagegen noch weitere 400 Höhenmeter in der Auswertung dazu, so verringert sich der Unterschied drastisch. Dies ist konsistent mit den Profilen der optischen Dicke τ_{hor} und dem Querschnitt des IWC aus dem exemplarischen Vergleich (Kapitel 3.1), wo die LCM-Simulationen im oberen Bereich des Kondensstreifens leicht geringere Werte aufweisen, dafür aber die Felder (z. B. IWC oder N) im Fallstreifen größer sind. Falls genügend Wasserdampf in der Umgebung vorhanden ist und ein ausreichendes Wachstum der Eispartikel gewährleistet ist, kann man diesen Effekt in den Modellen beobachten.

Wegen der Sedimentation der großen Partikel, die den Hauptbereich des Kondensstreifens nach einiger Zeit verlassen, ist in diesem 400 m dicken Bereich die vorhin erwähnte Zeitskala nur etwa halb so lang (90–110 Minuten) als für das komplette KS-Gebiet.

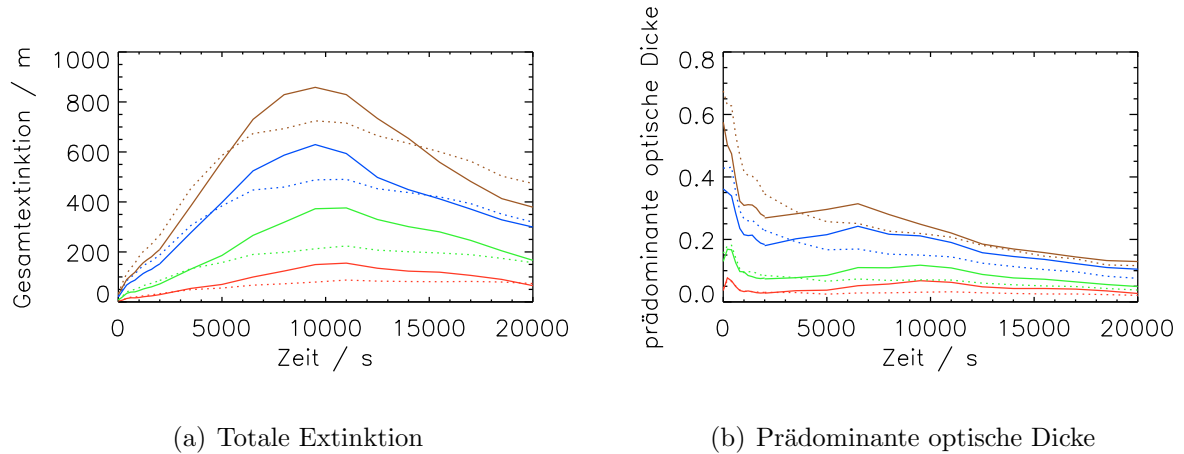


Abb. 3.8: Modellvergleich der totalen KS-Extinktion und prädominanten optischen Dicke für verschiedene relative Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf. Relative Feuchten und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

Der zeitliche Verlauf der prädominanten optischen Dicke (Gl. (3.2)) für die vier Umgebungfeuchten wird in Abbildung 3.8(b) dargestellt. In den ersten 1000 s nimmt in beiden Modellen die optische Dicke aufgrund der Verdünnung der Eiskristalle stark ab. Die Umgebungstemperatur und die relative Feuchte haben den stärksten Einfluss auf die optische Dicke. Auffällig ist, dass nach der Initialisierung der Teil2-Simulation (nach 2000 s) $\tau_{\text{prä}}$ bei den LCM-Läufen für $RH_i^* \in [120\%, 130\%]$ (blaue und braune durchgezogene Kurven) ein Anstieg um jeweils 0.05 bis zum Zeitpunkt $t_{\text{disp}} = 6500$ s stattfindet. Dabei schneiden sich die gepunkteten mit den durchgezogenen Linien. Das heißt, nach etwa 3000 s werden die prädominanten optischen Dicken im EULAG–LCM größer als im EULAG–BULK Modell. Entweder folgt daraus, dass der Kondensstreifen im LCM Modell kompakter bleibt, wodurch die Verdünnung der EK-Konzentrationen kurzzeitig verlangsamt und damit der KS wieder optisch dicker wird. Zugunsten des EK-Wachstums wird laufend Feuchte abgebaut. Wahrscheinlicher ist allerdings ein direkter Zusammenhang der Berechnung einer prädominanten Größe mit den jeweiligen Modellfeldern. Die Kondensstreifen im EULAG–BULK Modell sind wesentlich glatter, die KS-Ränder brechen nicht abrupt ab und unterliegen kleinräumig keinen starken Fluktuationen, wie das bei der Lagrange’schen Methode in EULAG–LCM vorkommen kann. Aber genau diese Fluktuationen können durch die stärkere Gewichtung der höheren Werte bei einer prädominanten Größe für einen Anstieg der Werte verantwortlich sein. Bei den Arbeiten von Untersträßer et al. (2008) und Untersträßer und Gierens (2010a,b) werden auch prädominante Größen der optischen Dicke und des Eiswassergehalts für die Interpretation der Modellergebnisse verwendet. Für hinreichend glatte Felder machen solche speziell gewichteten physikalischen Größen Sinn. Die starke Sensitivität bezüglich des verwendeten Modells und dessen Variabilität in den Feldern machen einen Vergleich bei verschiedenen Modellen schwierig.

Man müsste zusätzliche starke Glättungen der stärker fluktuierenden Modellgrößen vornehmen, um einen Vergleich erst möglich zu machen. Trotzdem verlaufen die $\tau_{\text{prä}}$ -Kurven der Modelle ab einer Simulationszeit von 3 Stunden für die verschiedenen Feuchten ohne große Abstände zeitlich einher.

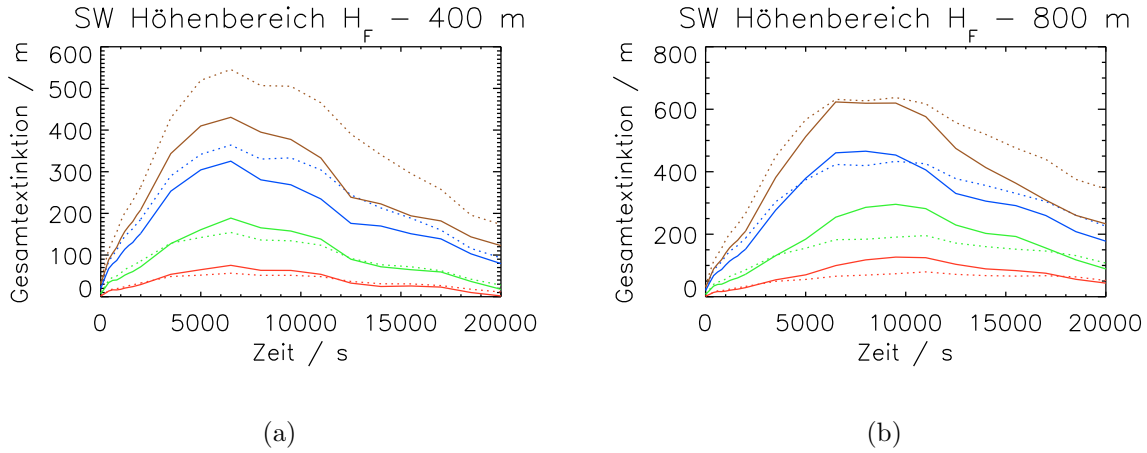


Abb. 3.9: Modellvergleich der höhenkorrigierten Gesamtextinktion für verschiedene Höhenbereiche unter der Flughöhe H_F und relativen Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf. Temperaturen und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1. Höhenbereiche wie in Grafiken angegeben.

Mikrophysikalische Kondensstreifeneigenschaften

Als letztes werden in diesem Teilabschnitt mikrophysikalische Eigenschaften gegenübergestellt. Das Vergleichsproblem tritt beim prädominanten Eiswassergehalt (s. Gl. (3.3)) viel stärker auf als bei der optischen Dicke. Zudem ist der $IWC_{\text{prä}}$ beim Übergang von der Teil1-Simulation auf die Teil2-Simulation unstetig in den EULAG – LCM Läufen. Einen Einfluss darauf hat die Einbeschreibung der Felder auf größere Gitterboxen bei der Gebietsvergrößerung für die Teil2-Simulationen. In der Darstellung von Abbildung 3.10(a) stimmen weder die Maxima des Eiswassergehalts noch die Größenordnung in den Modellsimulationen überein. Die durchgezogenen Kurvenwerte (EULAG – LCM) sind teilweise um einen Faktor ≥ 4 höher als bei den gepunkteten Kurven (EULAG – BULK). Allein schon wegen der Unstetigkeit müsste bei dieser Größe eine starke Glättung für die LCM-Eiswassergehälter durchgeführt werden. Im Anhang (Kap. A) wird ein Vergleich bei zwei unterschiedlich starken IWC -Glättungen gezeigt. Bemerkenswerterweise steigt im LCM Modell der $IWC_{\text{prä}}$ bei den blauen und braunen Linien im selben Zeitraum (2000 - 6500 s) stark an (s. auch $\tau_{\text{prä}}$), was aber noch nicht auf einen Zusammenhang schließen lässt.

Der mittlere Durchmesser \overline{D} hängt wesentlich stärker von der Temperatur T_F ab als von der relativen Feuchte RH_i^* , weil sich bei hohen Feuchten die Eismasse proportional auf eine größere Anzahl an Eiskristallen verteilt. Damit ist die Größen- bzw. Massenzunahme eines einzelnen Kristalls für alle Feuchtevarianten des Parameterraums (Tab. 3.1) ähnlich. Merkbare Unterschiede in den Modellergebnissen für \overline{D} treten in Abbildung 3.10(b) bei hohen

Übersättigungen und nach 15000 s (≈ 4 h) Simulationszeit auf. Schwächt sich der Einfluss der Wirbelphase nach einigen Minuten ab, so wächst der mittlere Durchmesser nahezu linear von ca. $10 \mu\text{m}$ bis maximal ca. $40 \mu\text{m}$ (rote Kurve in Abb. 3.10(b)) an, bis sich ein Sättigungszustand einstellt. Die Entwicklung der Eiskristallanzahl pro Flugmeter in der

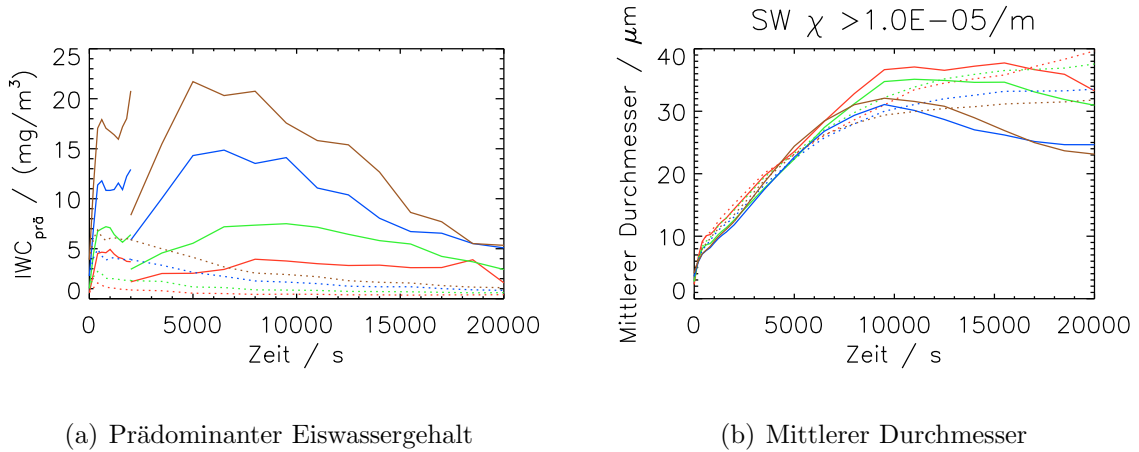


Abb. 3.10: Modellvergleich für prädominanten Eiswassergehalt $IWC_{prä}$ und mittleren Durchmesser \bar{D} bei verschiedenen relativen Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf. Relative Feuchten und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

Dispersionsphase zeigt keine großen Abweichungen zwischen den Modellen (Abb. 3.11(a)). Bei allen analysierten Vergleichen fällt die Eiskristallanzahldichte in den ersten Minuten der Teil1-Simulationen sehr stark ab. Im Wesentlichen ist das auf die Reste der Wirbelodynamik zurückzuführen, wo eine hohe Sublimationsrate durch Absinkvorgänge entsteht. Der weitere stetige Verlust an Kristallen kann nicht auf die Sedimentation zurückgeführt werden. Vor einiger Zeit, wo Studien mit dem LCM-Modell noch nicht vorhanden waren, wurde vermutet, dass dieser Verlust ein numerisches Problem (Artefakt) im BULK-Modell ist. Nachdem ähnliche Ergebnisse mit dem LCM-Modell erzielt wurden, sollte die Ursache mit hoher Wahrscheinlichkeit von anderer Natur sein. Bisher ist man davon ausgegangen, dass der Kelvin-Effekt bei den im Kondensstreifen vorhandenen mittleren Eiskristalldurchmessern eine untergeordnete Rolle spielt. Kürzlich konnte das durch eine Arbeit von Lewellen (2012) widerlegt werden. Als die Abhängigkeit des Sättigungsdampfdrucks auf die Eisoberflächenspannung („Kelvin-Effekt“) bei Testsimulationen aus der Eismikrophysik entfernt wurde, trat der starke Eiskristallverlust nicht mehr auf. Beim Kelvin-Effekt sind vor allem kleinskalige räumliche Änderungen im Feuchtesättigungsbereich, wie sie auch im Inneren eines Kondensstreifens vorhanden sind, bedeutend. Für $S_i = 30\%$ (braune Kurven in Abb. 3.11(a)) stellt man fest, dass sich die EK-Anzahldichte N über die simulierten 20000 s von ca. $2.2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-1}$ auf $0.7 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-1}$ (EULAG–LCM) bzw. $0.5 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-1}$ (EULAG–BULK) reduziert. Dies entspricht einer relativen Differenz von 30 % am Ende der KS-Simulationen. Bei allen Übersättigungsstudien, ausgenommen dem $RH_i^* = 105\%$ Fall, sind die LCM Datenwerte der EK-Anzahl für alle t_{disp} -Zeiten höher wie für die BULK Datenwerte.

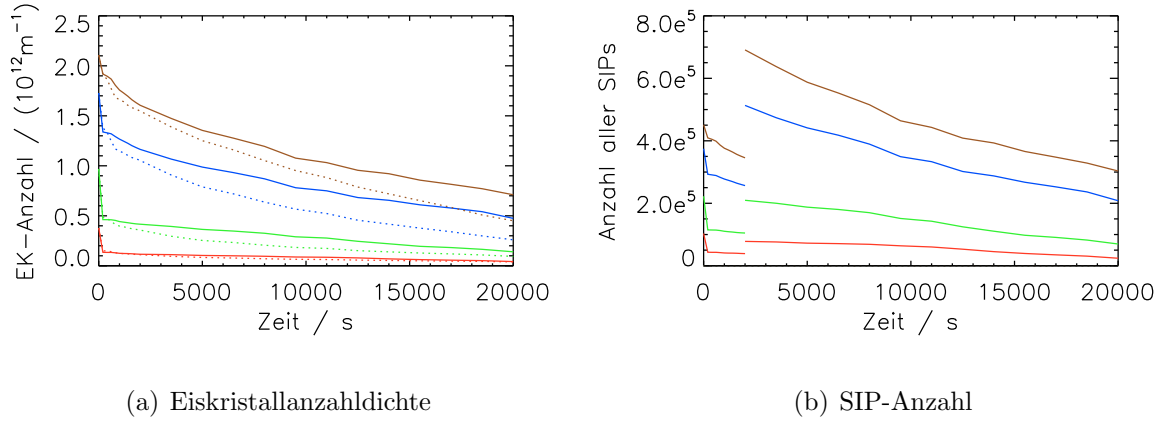


Abb. 3.11: Modellvergleich für Eiskristallanzahldichte N bei verschiedenen relativen Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf. In der linken Grafik ist zusätzlich der zeitliche Verlauf der totalen SIP-Anzahl im EULAG–LCM Modell zu sehen. Relative Feuchten und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

Ergänzend veranschaulicht Grafik (b) in Abb. 3.11 den Verlauf der Anzahl der Simulationspartikel (SIP) im EULAG–LCM Modell. Eine Verdopplung der SIP-Anzahl findet zu Beginn der Teil2-Simulationen statt. Das hat eine im Schnitt halbierte Eiskristallanzahl pro SIP zur Folge. Der Verlustfaktor der SIPs wäre identisch mit denen der Eiskristalle, wenn keine Verdopplung stattfinden würde.

3.3.2 Variationen in der Umgebungstemperatur

Es folgt jetzt der Vergleich der Modellergebnisse bei vier verschiedenen Flughöhentemperaturen T_F . Die Werte sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die Temperatur-Spannweite reicht von 209–222 K. Demzufolge werden diesmal $RH_i^* = 120\%$ und $s = 0$ konstant gehalten. Da viele Ergebnisse ähnlich zu 3.3.1 sind, werden nicht nochmals alle Eigenschaften der Kondensstreifen diskutiert. Die für die Arbeit interessanten Eigenschaften, die z.B. von der Temperatur maßgeblich bestimmt werden, finden sich in den Abbildungen wieder (s. Gesamttextintktion oder mittlerer Durchmesser). Manche Größen werden auch nur kurz diskutiert, ohne einen Verweis auf eine Grafik.

Breite

Die KS-Breite zeigt keine systematische Verknüpfung zur Flughöhentemperatur. Diesmal ist die Varianz bezüglich des Schwellwertes (Extinktion, optische Dicke) deutlich geringer als bei der Feuchtevariation. Für beide Schwellwerte erreicht der LCM-Lauf bei 222 K die Breite mit der größten Ausdehnung ($B_{Ext} \approx 6$ km; $B_{OD} \approx 5.5$ km). Das ist auch die Simulation mit dem größeren Modellunterschied (maximaler Breitenunterschied: 1 km). Nach gut der Hälfte der Simulationszeit stellt sich wieder eine Sättigungsbreite ein.

Gesamtextinktion und optische Dicke

Die Kurven der Gesamtextinktion (Abb. 3.12(a)) zeigen, dass für beide Modellläufe die charakteristische Zeitskala (Zeitpunkt von $\max(E)$) temperaturabhängig ist. Bei niedrigeren Temperaturen dauert es länger, bis man zum Maximum der Extinktion gelangt. Zwischen 209 K und 217 K liegt für beide Modellläufe eine grobe Zeitdifferenz von 2000 s vor. Der Vergleich macht deutlich, dass die Entwicklung der Gesamtextinktion auch bei der Temperaturvariation in den Modellen ähnlich ist. Mit wachsender Temperatur nehmen jedoch die Gesamtextinktionsunterschiede zu. In den EULAG – BULK Simulationen liegen die Maximalwerte der Extinktion z. B. bei $T_F = 217$ K und $T_F = 222$ K (gepunktete blaue und braune Kurven) in der gleichen Größenordnung der EULAG – LCM Simulationen bei der nächst tieferen Temperaturstufe. Ein Blick auf die höhenbeschränkte Extink-

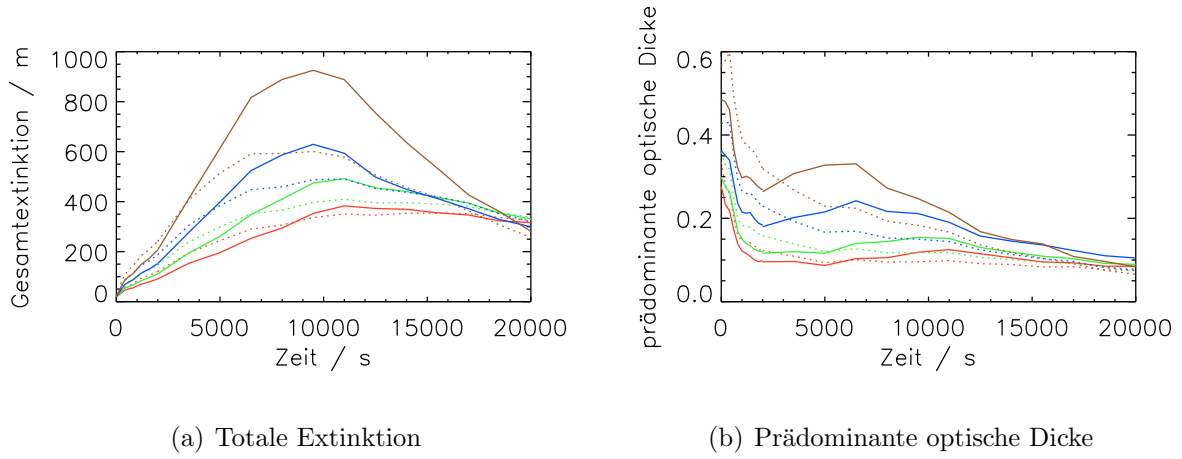


Abb. 3.12: Modellvergleich der totalen KS-Extinktion und prädominanten optischen Dicke für verschiedene Umgebungstemperaturen T_F im zeitlichen Verlauf. Temperaturen und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

tion in Abbildung 3.13 offenbart keine neuen Erkenntnisse gegenüber zur Abbildung 3.9 im vorherigen Abschnitt. Erwähnenswert scheint lediglich die umgekehrte Temperaturreihenfolge für die zunehmenden Extinktionsunterschiede 400 m unterhalb von H_F . Diese sind im Hauptbereich des Kondensstreifens bei den höheren Temperaturen etwas geringer (Abb. 3.13(a)). Erst wenn man weiter unten liegende Gebiete mit einbezieht, dreht sich dieser Effekt wieder um. Wird die Feuchte konstant gehalten, so ändern sich auch die charakteristischen Zeitskalen für die unterschiedlich dicken Höhenbereiche nicht. Bezogen auf die gleichen Temperaturen liegen die Umkehrpunkte in der höhenkorrigierten Gesamtextinktion für beide Höhenbereiche viel näher beieinander, als in Abbildung 3.9.

Die prädominante optische Dicke der Kondensstreifen bei $RH_i^* = 120\%$ zeigt in den ersten drei Stunden der Dispersionsphase eine vergleichbar große Variabilität bei unterschiedlichen Temperaturen, wie für die analysierten relativen Feuchten. Auch bei der Temperaturstudie in den LCM-Simulationen sieht man den Effekt eines Anstieges in $\tau_{\text{prä}}$ bei 217 K und 222 K (blaue und braune durchgezogene Kurven in Abb. 3.12(b)) nach $t_{\text{disp}} = 2000$ s.

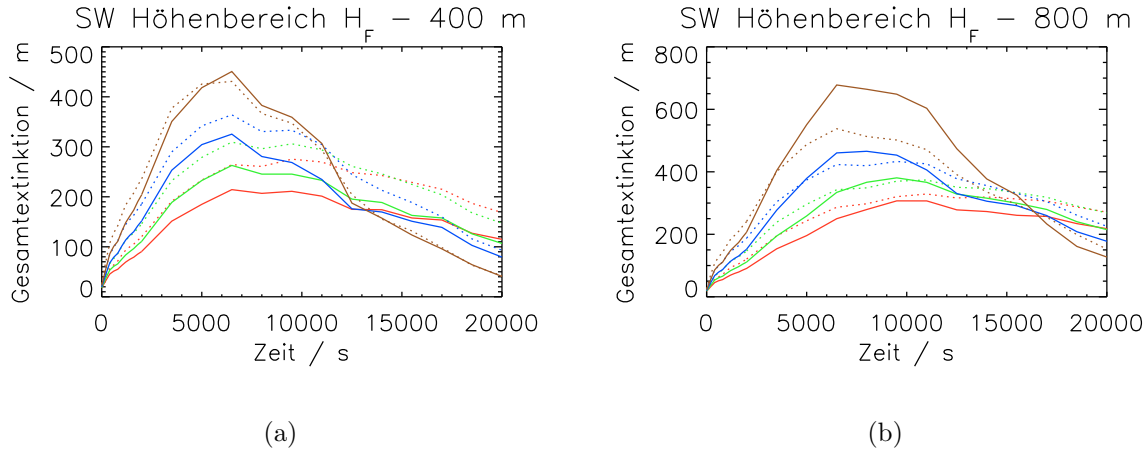


Abb. 3.13: Modellvergleich der höhenkorrigierten Gesamtextinktion für verschiedene Höhenbereiche unter der Flughöhe H_F und Umgebungstemperaturen T_F im zeitlichen Verlauf. Temperaturen und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1. Höhenbereiche wie in Grafiken angegeben.

Damit verstärkt sich der Eindruck, dass dieser Effekt nicht zufällig entsteht, sondern systematisch abläuft. Ein abschließendes Statement wird beim Vergleich unter verschiedenen Windscherungen (Unterkapitel 3.3.3) gemacht, wo die prädominante optische Dicke einen interessanten Verlauf zeigt.

Eiswassergehalt und mittlerer Durchmesser

Solange die IWC -Felder der EULAG–LCM Simulationen nicht hinreichend geglättet werden, ist eine Diskussion bzw. ein Vergleich des prädominanten Eiswassergehalts bedeutungslos (s. Abb. 3.14(a)). Sprünge von bis zu 70 % beim Übergang zur Teil2-Simulation bei $T_F = 222$ K (braune Linie) sind extrem und zeigen die hohe Sensitivität auf kleinräumige Schwankungen im IWC -Feld. Sieht man sich den Verlauf der realen Eismasse im Kondensstreifen an (vergleichbarer Zyklus wie bei E), so bleiben die Modellunterschiede in den Ergebnissen gering.

Bei wärmeren Temperaturen überleben weniger Eiskristalle die Wirbelphase. Da die Feuchte hier immer gleich bleibt, steht einem Eiskristall bei 222 K relativ mehr Wasserdampf zum Abbauen zur Verfügung, als bei 209 K. Damit kann man die Sensitivität des mittleren EK-Durchmessers \bar{D} auf eine Temperaturänderung erklären (rechte Grafik in Abb. 3.14). Die Abweichungen in \bar{D} wirken sich auf die Sedimentation im Kondensstreifen aus, wodurch die Lebenszeit der Kondensstreifen begrenzt wird. Man erhält einen größeren mittleren Durchmesser, wenn es auf Flughöhe wärmer ist ($\bar{D}(209 \text{ K}) < \bar{D}(212 \text{ K}) < \bar{D}(217 \text{ K}) < \bar{D}(222 \text{ K})$). In den ersten 10000 s der Dispersionsphase verlaufen die Kurven der mittleren Durchmesser im Modellvergleich für alle analysierten Temperaturen in einem tolerierbaren Rahmen mit höchstens $2 \mu\text{m}$ Differenz. Erst danach laufen die Kurven auseinander. Im EULAG–LCM Modell tritt für die wärmeren Fälle ein Maximum in \bar{D} auf, während die EULAG–BULK Simulationen gegen einen

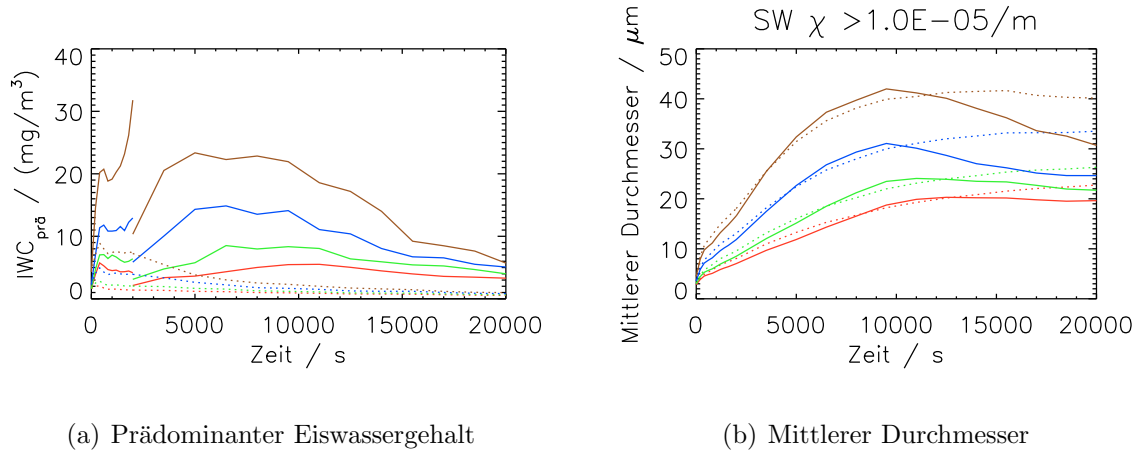


Abb. 3.14: Modellvergleich für prädominanten Eiswassergehalt $IWC_{prä}$ und mittleren Durchmesser \bar{D} für verschiedene Umgebungstemperaturen T_F im zeitlichen Verlauf. Temperaturen und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

Sättigungswert streben. Dieses Verhalten ist aufgrund der Unterschiede in den Eismikrophysikroutinen zu erwarten. Verfolgt man bei diesem Vergleich den Verlauf der EK-Anzahl pro Flugmeter, entdeckt man die gleichen Merkmale wie bei der Feuchtevariation.

3.3.3 Variationen in der Windscherung

Als letzte Vergleichsgruppe werden die Ergebnisse bei variierenden Windscherungen s im Simulationsgebiet untersucht. Die Scherungswerte gibt man meist als Änderung der Windgeschwindigkeit zwischen 2 Höhenlevel mit einem vertikalen Abstand von 1 km an. Hier werden nur lineare Windscherungsprofile in Betracht gezogen. Möchte man Simulationen durchführen, die weniger stark idealisiert sind, könnte man z. B. reale und typische Scherungsprofile, wie sie in der UTLS (*Upper Troposphere, Lower Stratosphere*) vorkommen, aus Radiosonden- oder Flugzeugdaten gewinnen und in die Modelle einbauen. In diesem Kapitel bleibt $T_F = 217\text{ K}$ und $RH_i^* = 120\%$ bei allen Modellsimulationen konstant. In Verknüpfung mit einer stärker werdenden Windscherung verkürzt sich die Simulationszeit t_{disp} wie folgt:

s in $\text{m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$	t_{disp} in s
0	20000
2	17000
4	11000
6	7000

Tab. 3.3: Simulationszeiten in der Dispersionsphase t_{disp} für den Modellvergleich bei unterschiedlichen Windscherungen s .

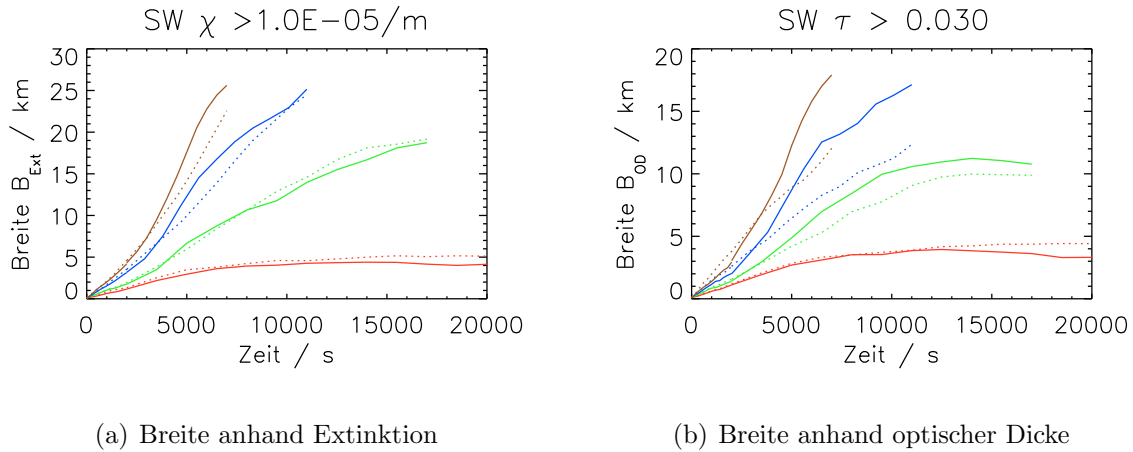


Abb. 3.15: Modellvergleich der KS-Breite B_{Ext} und B_{OD} für verschiedene Windscherungen s im zeitlichen Verlauf. Scherung und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

Breite

Die Windscherung spielt bei der Verbreiterung des Kondensstreifens und der Verdünnung der Eiskristallkonzentration die wichtigste Rolle. Je nach betrachteten Scherungswert, werden die Kondensstreifen nach knapp 7000 s (≈ 2 h) bereits 3-25 km breit. Die Modellunterschiede bei B_{Ext} sind nicht von Bedeutung, da die physikalische Sensitivität der Scherungsparameter um Größenordnungen höher ist. Bei B_{OD} findet man leicht unterschiedliche Verläufe mit zunehmender Scherung. Aus den LCM-Läufen resultieren dort die maximalen KS-Breiten (vgl. Abb. 3.15(b)).

Gesamtextinktion und optische Dicke

Wenn man die Auswirkung der Scherung bezüglich der KS-Breite betrachtet, verwundert es nicht, einen ähnlichen Effekt bei der Gesamtextinktion E zu beobachten (s. Abb. 3.16(a)). Die Varianz zwischen den Modellen ist prozentual betrachtet etwas größer und die LCM-Simulationen zeigen im Mittel die höheren Extinktionswerte. Die höhenkorrigierte bzw. höhenbeschränkte totale Extinktion über 400 m und 800 m in Abbildung 3.17 verdeutlicht, dass bei Scherung nur etwa ein Drittel der Gesamtextinktion (Grafik 3.16(a)) den obersten 400 m der KS zuzuschreiben ist. Nahezu alle scherungsfreien Simulationen verdeutlichen, dass dieser „KS-Hauptbereich“ immer zu mindestens 50 % zur totalen und höhenunabhängigen Extinktion beiträgt. Im Rahmen der Messgenauigkeit passen die Ergebnisse der Modelle für die Extinktionen, sowie für die prädominante optische Dicke gut zusammen. Die auftretenden Unterschiede sind auf die Sedimentation zurückzuführen und damit hauptsächlich in den Fallstreifen der Kondensstreifen lokalisiert. Das bei Windscherung mehr Eismasse im Fallstreifen zu finden ist und es dort zu erhöhter Strahlungsextinktion kommt, liegt am verstärkten Wachstumsprozess der Eiskristalle bei der turbulenten Einmischung von übersättigter Luft in den Kondensstreifen.

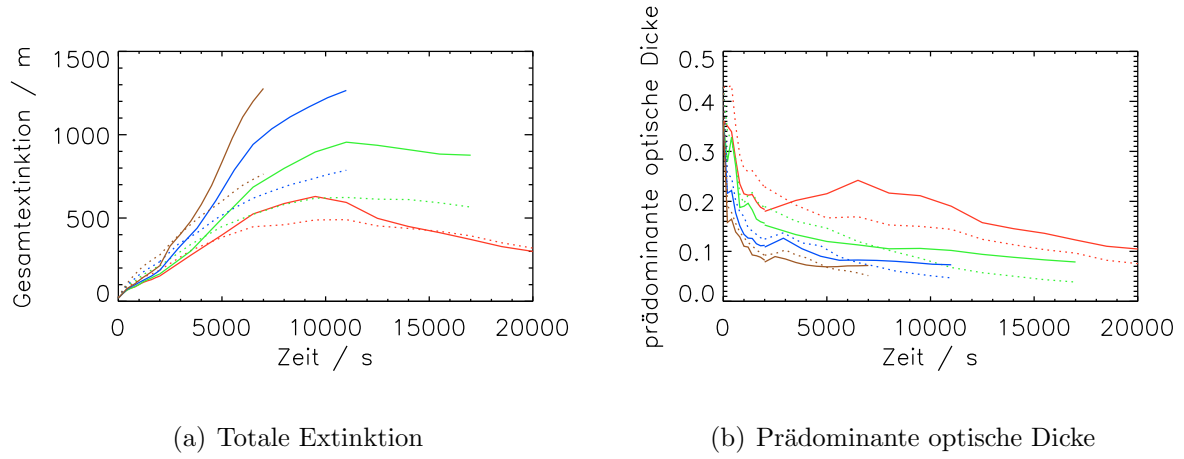


Abb. 3.16: Modellvergleich der totalen KS-Extinktion und prädominanten optischen Dicke für verschiedene Windscherungen s im zeitlichen Verlauf. Scherung und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

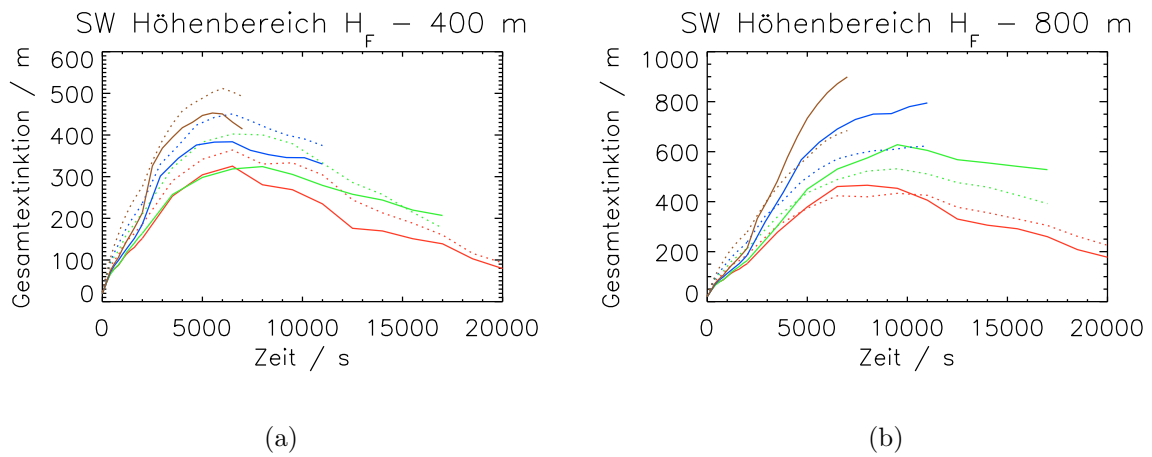


Abb. 3.17: Modellvergleich der höhenkorrigierten Gesamtextinktion für verschiedene Höhenbereiche unter der Flughöhe H_F und Windscherungen s im zeitlichen Verlauf. Scherung und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1. Höhenbereiche wie in Grafiken angegeben.

Eine Veränderung der effektiven Sedimentationsgeschwindigkeit bewirkt die Zunahme der Anzahlkonzentration größerer Eiskristalle (und damit der Eismasse bzw. des Eiswassergehalts) im Fallstreifen. Die Zeitreihe in Abbildung 3.18 stellt die horizontal aufintegrierte optische Dicke τ_{hor} im Vertikalprofil dar. Nach 2000 s kann man noch keinen Fallstreifen erkennen und die Modellergebnisse passen perfekt zusammen. Zum Zeitpunkt (b) erkennt man die zunehmenden optischen Dicken im Fallstreifen, weil dort die Eismassen jetzt stark zunehmen. Auf 750 m hat die LCM-Simulation eine um 0.5 größere optische Dicke als die BULK-Simulation. Zum letzten Simulationszeitpunkt nach 7000 s (Abb. 3.18(c)) kommen die größten Modellunterschiede vor. Im Bereich der maximalen optischen Dicke sind die Größenwerte von τ_{hor} aber für die Modellsimulationen identisch. Das KS-Gebiet, das die meisten Eiskristalle beinhaltet, wird also durch das EULAG – BULK Modellergebniss genauso gut beschrieben.

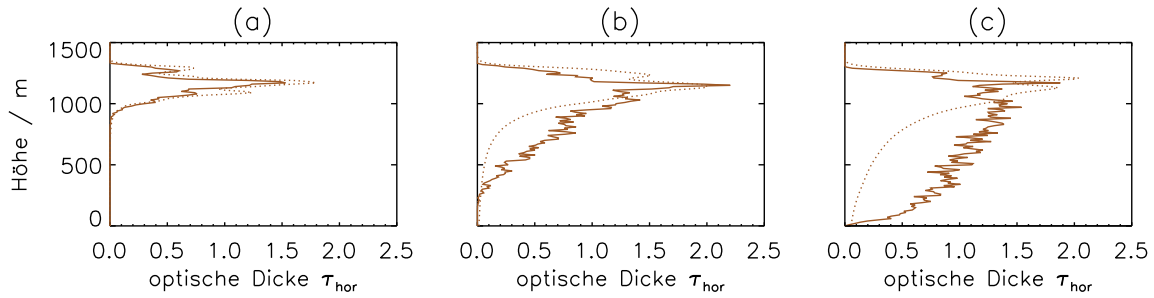


Abb. 3.18: Vergleich: Vertikalprofile der optischen Dicke τ_{hor} , integriert entlang der horizontalen optischen Sichtachse, für die Windscherung $s = 6 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$ bei konstanter relativer Feuchte $RH_i^* = 120 \%$ und Temperatur $T_F = 217 \text{ K}$ zu den Zeitpunkten 2000 s (a), 4500 s (b) und 7000 s (c)). Die Modelle sind durch das Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

Es folgt die Darstellung einer ausgewählten höhenabhängigen EK-Größenverteilung. Für den besseren Vergleich mit der höhenkorrigierten Gesamttextinktionen wurden dafür die selben Höhenbeschränkungen verwendet. In der Vertikalen erstrecken sich die Höhenbereiche jeweils über 400 m. Zwischen 600 m und 1000 m zeigt die Größenverteilung (grüne Kurve) nach 2000 s in Abbildung 3.19(a), dass nur eine sehr geringe Anzahlkonzentration an Eiskristallen vorhanden ist, deren Länge L $20 \mu\text{m}$ bis $30 \mu\text{m}$ erreicht. Die gleichen Längen treten aber auch mit teilweise größeren Konzentrationen im darüberliegenden Bereich auf (s. rote Kurve). Dort befinden sich zu diesem Zeitpunkt die meisten Eiskristalle mit einem Scheitelpunkt bei $L \approx 5 \mu\text{m}$, der auch während des Fortgangs der Simulation nur unwesentlich längere L -Werte annimmt. Mit der Zeit verschiebt sich das Verhältnis in den Höhenbereichen drastisch, wofür Sedimentations- und Sublimationsprozesse verantwortlich sind. Bei $t_{disp} \in [4500 \text{ s}, 7000 \text{ s}]$ überschneiden sich die GV-Bereiche der roten und grünen Linien, was bedeutet, dass jetzt zwischen 600 - 1000 m die größten Eiskristalldurchmesser im Höhenvergleich anzutreffen sind. Einzelne Bins der Höhenbereiche enthalten z. B. die selbe EK-Anzahl pro Flugmeter, haben aber einen EK-Längenunterschied von 100 %. Die GV im Höhenbereich, der den Fallstreifen teilweise abdeckt (grüne Kurven), hat wenig Ähnlichkeit zu einer Lognormalgrößenverteilung. Im unteren Höhenbereich treten auch kleinere Eiskristalle auf, beispielsweise haben die $20 \mu\text{m}$ Eisteilchen die gleiche Häufigkeit wie die $40 \mu\text{m}$ Teilchen (Abb. 3.19(b) und 3.19(c)). Diese Art von Analysen stellen die Stärken des EULAG – LCM Modells heraus.

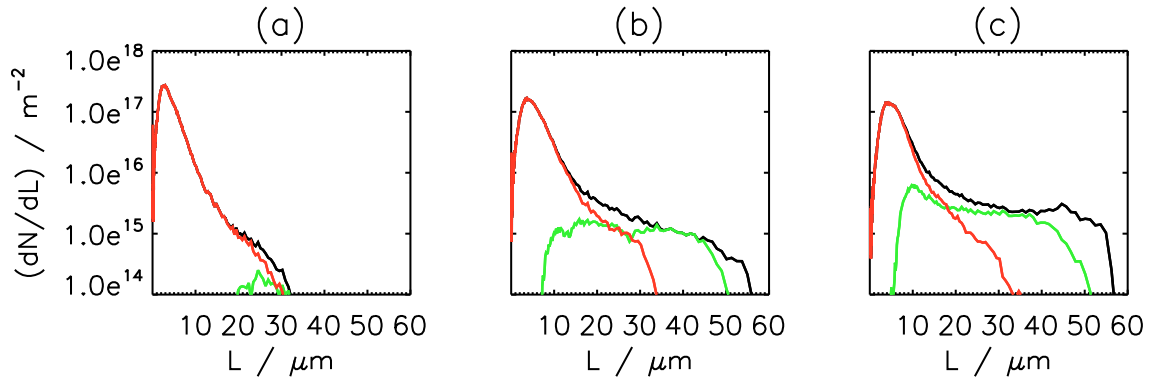


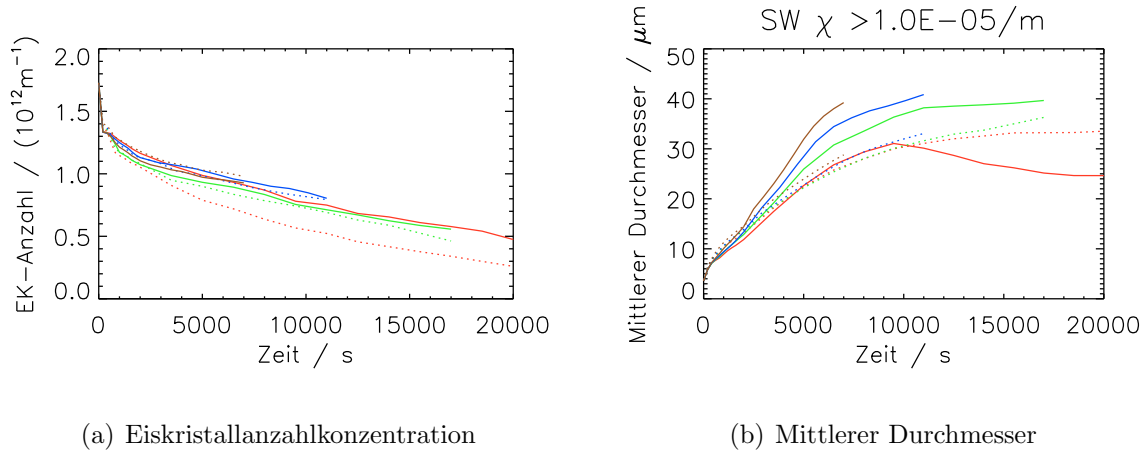
Abb. 3.19: Höhenabhängige EK-Größenverteilung bei Simulation mit Windscherung $s = 6 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$, konstanter relativer Feuchte $RH_i^* = 120\%$ und Temperatur $T_F = 217 \text{ K}$ zu den Zeitpunkten 2000 s (a), 4500 s (b) und 7000 s (c). **Schwarze** Kurve: GV ohne Höheneinschränkung, **rote** Kurve: GV mit 400 m Höhenbeschränkung von $H_F = 1400 \text{ m}$ bis 1000 m, **grüne** Kurve: GV mit 400 m Höhenbeschränkung von $H = 1000 \text{ m}$ bis 600 m.

Ein nennenswerter Aspekt tritt nochmals bei der prädominanten optischen Dicke auf. Der schon diskutierte Anstieg von $\tau_{\text{prä}}$ in den EULAG–LCM Simulationen nach 2000 s ist in den $s = 0$ Studien am ausgeprägtesten und längsten. Bei $s = 2 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$ (durchgezogene grüne Kurve in Abb. 3.16(b)) ist kein derartiger Anstieg zu erkennen. Es ist denkbar, dass die scherungsbedingte Verbreiterung des Kondensstreifens auch die kleinräumigen Gradienten der optischen Dicke in der Lagrange’schen Simulation verkleinert und $\tau_{\text{prä}}$ damit keine Sensitivität zeigt. Bei höheren Scherungen sind die Modelldaten für die optische Dicke im zeitlichen Verlauf ähnlich und mit zunehmenden Scherungen sind auch die optischen Dicken kleiner, weil sich der KS über ein größeres Gebiet verteilt. Wie später noch gezeigt wird, würden allein numerische Sensitivitäten (z. B. Veränderung der SIP-Anzahl) größere Differenzen erzeugen, als zwischen den Simulationsergebnissen der Modelle auftreten. Generell sollte man bei der Diskussion der Unterschiede numerische und physikalische Auswirkungen auf die Resultate, bei einer Veränderung bestimmter Parameter, nicht aus den Augen verlieren.

EK-Anzahl und mittlerer Durchmesser

Am Ende von Unterkapitel 3.3 wird dargestellt, welchen Einfluss die Windscherung auf den Eiskristallverlust und den mittleren EK Durchmesser hat. Die EK-Anzahl nimmt bei berücksichtigter Windscherung in der ersten halben Stunde der Simulationen mit gleicher Rate ab, wie im scherungslosem Fall. Selbst danach kann man nur mit Mühe erkennen, dass die Rate bei $s \neq 0$ leicht sinkt. Noch eher fällt es auf, wie die Modellunterschiede für N über die gesamten Zeiträume (s. Tab. 3.3) hinweg mit wachsendem s kleiner werden. Hierfür eine plausible Erklärung zu finden ist schwierig, zumal nicht zwingend etwas Systematisches dafür verantwortlich sein muss.

Der mittlere Durchmesser \overline{D} hängt im BULK Modell so gut wie gar nicht von der Scherung ab. Dagegen zeigt sich in den Ergebnissen der LCM Modellsimulationen eine Varianz von



(a) Eiskristallanzahlkonzentration

(b) Mittlerer Durchmesser

Abb. 3.20: Modellvergleich für mittleren Durchmesser \bar{D} und Eiskristallanzahlkonzentration N für verschiedene Windscherungen s im zeitlichen Verlauf. Scherung und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

ca. $15 \mu\text{m}$ am Ende der Simulation mit $s = 6 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Bei allen LCM-Simulationen mit Scherung erreicht \bar{D} am Ende der jeweiligen Simulation ca. $40 \mu\text{m}$. Darum ist an dieser Stelle nicht der kleine Unterschied zwischen den Modellversionen, sondern eher der gemeinsame und ähnliche zeitliche Verlauf von \bar{D} zu betonen.

Kapitel 4

Sensitivitätsstudien mit EULAG – LCM

Das vierte Kapitel dieser Arbeit stellt Sensitivitätsstudien mit dem EULAG – LCM Modell vor. Dabei werden zwei Kategorien von Sensitivitäten getrennt voneinander betrachtet. Einerseits wird die Reaktion der Kondensstreifeneigenschaften auf rein physikalische Sensitivitäten analysiert, andererseits rein auf numerische Sensitivitäten hin untersucht. Mit „sensitiv“ ist z.B. die Variationsbreite der Simulationsergebnisse bei einer kleinen Veränderung eines Modellparameters oder -variablen auf die Simulationsergebnisse gemeint. An dieser Stelle ist es sinnvoll, Kürzel für bestimmte Simulationen mit identischen meteorologischen Umgebungsbedingungen zu setzen:

Kürzel	T_F in K	RH_i^* in %	s in $\text{m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$
s25-s0	217	120	0
s25-s2			2
s25-s4			4
s25-s6			6

Tab. 4.1: Kürzel für EULAG – LCM Simulationen mit bestimmten meteorologischen Bedingungen.

Größtenteils beziehen sich die Studien in diesem Kapitel auf die Simulationen mit dem Kürzel **s25-s0** und **s25-s4** (Tab. 4.1). Nur bei bestimmten synoptischen Aufgleitszenarien wird auch auf **s25-s2** und **s25-s6** Simulationen zurückgegriffen.

4.1 Physikalische Sensitivitäten

4.1.1 Geometrische Breitenvariation der EK-Größenverteilung

Im Abschnitt „Spezifische Informationen zum EULAG – BULK Modell“ (s. Kap. 2.1.2, Seite 22) ist die Funktion der Log-Normalverteilung mit der geometrischen Breite σ_m (s.

Gl. (2.16)) definiert und beschrieben worden. Angewendet wird diese Verteilung bei der Initialisierung der Eiskristallmasse, die kausal mit der Eiskristallgröße zusammenhängt. Allgemein kann man eine Log-Normalverteilung folgendermaßen definieren:

Definition Die logarithmische Normalverteilung ist eine kontinuierliche Wahrscheinlichkeitsverteilung über die Menge der positiven reellen Zahlen und beschreibt die Verteilung einer Zufallsvariablen X , wenn $\ln(X)$ normalverteilt ist.

Für diesen ersten Sensitivitätstest, der physikalisch in die Massen- und Größenverteilung der Eiskristalle einer Gitterbox eingreift, sind jeweils folgende Parametervariationen bei einer **s25-s0** Simulation verwendet worden:

$r_{0,init}$	σ_m
2	2.299
3	2.852
4	3.246

Tab. 4.2: Werte für die Standardabweichung σ_m in der Log-Normalverteilung für verschiedene Modellparameterwerte $r_{0,init}$.

Welche Veränderung die Variation von $r_{0,init}$ in den lognormalverteilten Eiskristallgrößen zum Zeitpunkt $t_{disp} = 0$ bewirkt zeigt unterer Plot (Abb. 4.1).

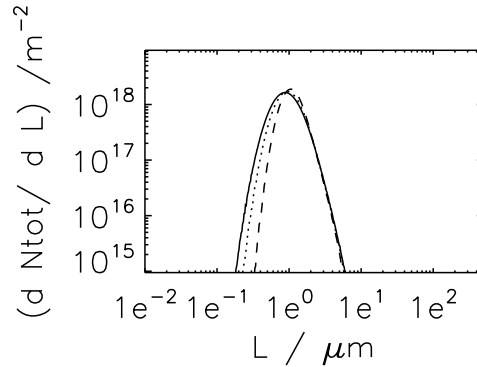


Abb. 4.1: EK-Größenverteilungen pro Flugmeter und Binbreite nach Tabelle 4.2 am Anfang der Dispersionsphase ($t_{disp} = 0$). Parameterwerte: $r_{0,init} = 4$ (durchgezogene Kurve), $r_{0,init} = 3$ (gepunktete Kurve), $r_{0,init} = 2$ (gestrichelte Kurve).

In den bisherigen Kondensstreifensimulationen war $r_{0,init}$ im EULAG–LCM und EULAG–BULK Modell auf 4 eingestellt. Dieser Wert wird auch der Standard in den anderen Sensitivitätsstudien bleiben. Beispielhaft wird nun die Auswirkung auf die Gesamtextinktion und die normierte sublimierte EK-Anzahl eines Kondensstreifens beschrieben.

Dies soll genügen, um die Sensitivität der Ergebnisse bezüglich der zu Beginn der Dispersionsphase initialisierten Breite der lognormalverteilten Eiskristallgrößen zu veranschaulichen. Für die Gesamtextinktion ist festzustellen, dass die Differenzen in den Simulationsergebnissen zwischen den Parameterwerten $r_{0,init} \in [3, 4]$ im Mittel über die Zeit

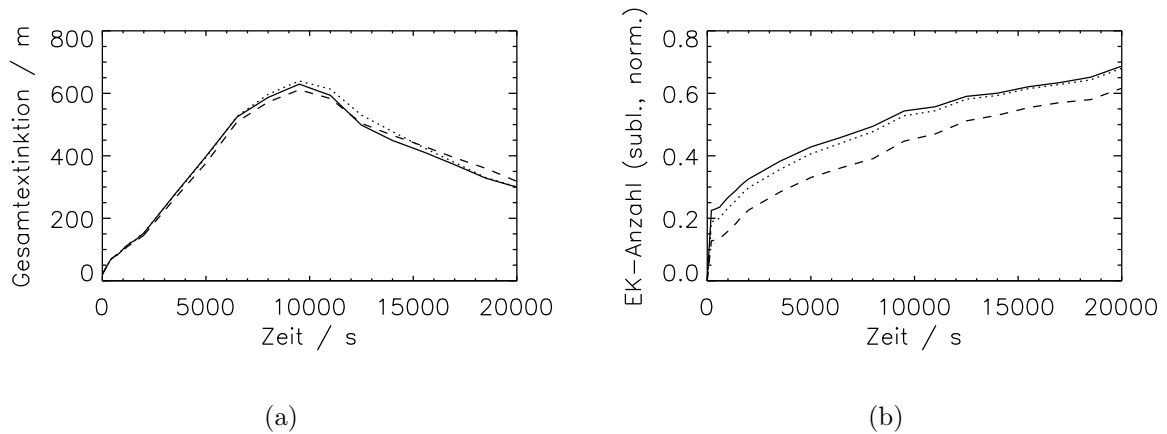


Abb. 4.2: Geometrische Breitenvariation in Log-Normalverteilung: Gesamtextinktion (a) und normierte sublimierte EK-Anzahl (b) im zeitlichen Verlauf bis 20000 s. Pro Grafik sind jeweils drei Kurven von **s25-s0** Simulationen zu sehen, deren einziger Unterschied im Modellparameter $r_{0,init}$ liegt. Durchgezogene Kurve: $r_{0,init} = 4$, gepunktete Kurve: $r_{0,init} = 3$, gestrichelte Kurve: $r_{0,init} = 2$.

nicht von Bedeutung sind (s. Abb. 4.2(a)). Die Kurvenverläufe sind im Rahmen zufälliger Schwankungen absolut identisch.

Kleinere Unterschiede bei der sublimierten EK-Anzahl (s. Abb. 4.2(b)) entstehen nur in den ersten hundert Sekunden der Dispersionsphase. Danach ist auch deren zeitlicher Verlauf nicht unterscheidbar. Die EK-Log-Normalverteilung hat einen Einfluss auf die anfängliche Sublimationsrate, denn kurz nach der Initialisierung existieren bei einer schmälere Eiskristallgrößenverteilung weniger kleine Eiskristalle (s. Differenz zwischen gestrichelter und durchgezogener schwarzer Kurve in der linken Hälfte von Abb. 4.1). Zu Beginn der Dispersionsphase lässt der Resteinfluss der Wirbeldynamik die kleineren Eiskristalle schneller verdampfen.

4.1.2 Verschiebung turbulenter meteorologischer Initialisierungsfelder

Grundsätzlich muss man bei der Turbulenz in numerischen Modellen die nicht-aufgelöste Turbulenz (TKE-Schließung im EULAG Modell) von der aufgelösten Turbulenz (kleinräumige Geschwindigkeitsfluktuationen) unterscheiden. Auf die Verbreiterung eines Kondensstreifens (Dispersion der EK) haben die turbulente Diffusion und Scherung die größte Wirkung. Als turbulente Felder werden rauschende \tilde{u} - und \tilde{w} -Windfelder sowie Temperaturfelder \tilde{T} verwendet. Solche Felder sind aus einer a-priori Simulation erstellt worden. Für diese Untersuchung sind wieder **s25-s0** Simulationen herangezogen worden. Allerdings wurde die Simulationszeit verlängert auf rund 10 Stunden (38000 s).

Für die Turbulenzverschiebung wird bei der Einbeschreibung der Datenfelder in das neue Simulationsgebiet zunächst überall ein Rauschen vorgegeben, auch im kleinen Gebiet aus

dem Vorgängerlauf ($K_r = 0$). Bei allen anderen Simulationen wurde bisher das Rauschen im kleinen Gebiet komplett aus der Teil1-Simulation übernommen ($K_r = 1$). $K_r \in [0, 1]$ beschreibt die Behandlung des turbulenten Rauschens im kleinen Simulationsgebiet bei der Einbettung in das neue, größere Modellgebiet. Die Gebietsbreite L_{x_2} für den scherungsfreien Fall beträgt 17280 m bei 1152 horizontalen Gitterpunkten. Die Feldverschiebungen sind so durchgeführt worden, dass nach vier Verschiebungen erneut die Ausgangslage erreicht werden würde. Insgesamt sind deshalb drei Verschiebungen um je $1/4$ (4320 m), $2/4$ (8640 m) und $3/4$ (12960 m) der Gebietsbreite nach links vorgenommen worden. Der Rand des Modellgebiets verhält sich dabei zyklisch und die Strukturen die links hinauswandern setzen sich auf der rechten Seite wieder fort (vgl. Abb. 4.3). Bei einer Testsimulation wurde eine Verschiebung um 4320 m vorgenommen, mit Übernahme der Felder aus dem Ende der Teil1-Simulation, so wie es auch bei den „Standardsimulationen“ üblich war (2. Reihe in Abb. 4.3).

Wird das Rauschen aus der Teil1-Simulation übernommen, so erkennt man, dass die Strukturen im kleinen Gebiet etwas kleinskaliger sind, als wenn sie durch den TKE-Lauf vorgeschrieben werden. Um die Zuordnung der untersuchten EULAG – LCM Simulationen zu erleichtern, fassen wir die Parameteränderungen zusammen und ordnen jeder Simulation eine bestimmte Farbe und ein Linienmuster für die folgenden Auswertungen zu:

Kürzel	Linienfarbe und Muster	Verschiebung in m	K_r
T0-K1	schwarz , durchgezogen	0	1
T1-K1	rot , gepunktet	4320	1
T1-K0	rot , durchgezogen	4320	0
T2-K0	grün , durchgezogen	8640	0
T3-K0	blau , durchgezogen	12960	0

Tab. 4.3: Untergeordnete Abkürzungen für *s25-s0* Simulationen für Turbulenzsensitivität mit Legende und Parametereinstellungen. Die Legende ist nur für Abbildungen in diesem Unterkapitel 4.1.2 gültig.

Die Resultate der mikrophysikalischen KS-Eigenschaften, wie der Verlauf der EK-Anzahl, Sublimationsrate oder die Größenverteilung der EK, ändern sich durch die Variationen unwesentlich. Grundsätzlich ist festzuhalten, dass eine K_r Änderung allein (d. h. Entscheidung über die Übernahme der turbulenten Felder aus Vorgängersimulation im kleinen Gebiet, das im vergrößertem Modellgebiet der Teil2-Simulation eingebettet wird) manche Ergebnisse geometrischer oder optischer Kondensstreifeneigenschaften im zeitlichen Mittel geringer verändert, als eine „Turbulenzverschiebung“ um ein Viertel der Gebietsbreite nach links. Sehr deutlich kann man das bei der Gesamttextinktion (Abb. 4.4(a)) oder der KS-Breite (Abb. 4.4(b)) sehen. Dazu müssen die Kurvenabstände der LCM-Läufe **T0-K1**, **T1-K1** und **T1-K0** untereinander verglichen werden.

Während die Gesamttextinktion weniger sensitiv reagiert, hat die Breite B_{OD} dagegen stärkere Sensitivitäten. Vom Maximum der Breite bei **T3-K0** (blaue Kurve) ausgehend, hat der Standardlauf **T0-K1** (schwarze Kurve) eine um ca. 45 % geringere Breite, also anstatt ~ 5.5 km nur ~ 3 km. Derart große Abweichungen in der KS-Breite sind nicht einmal

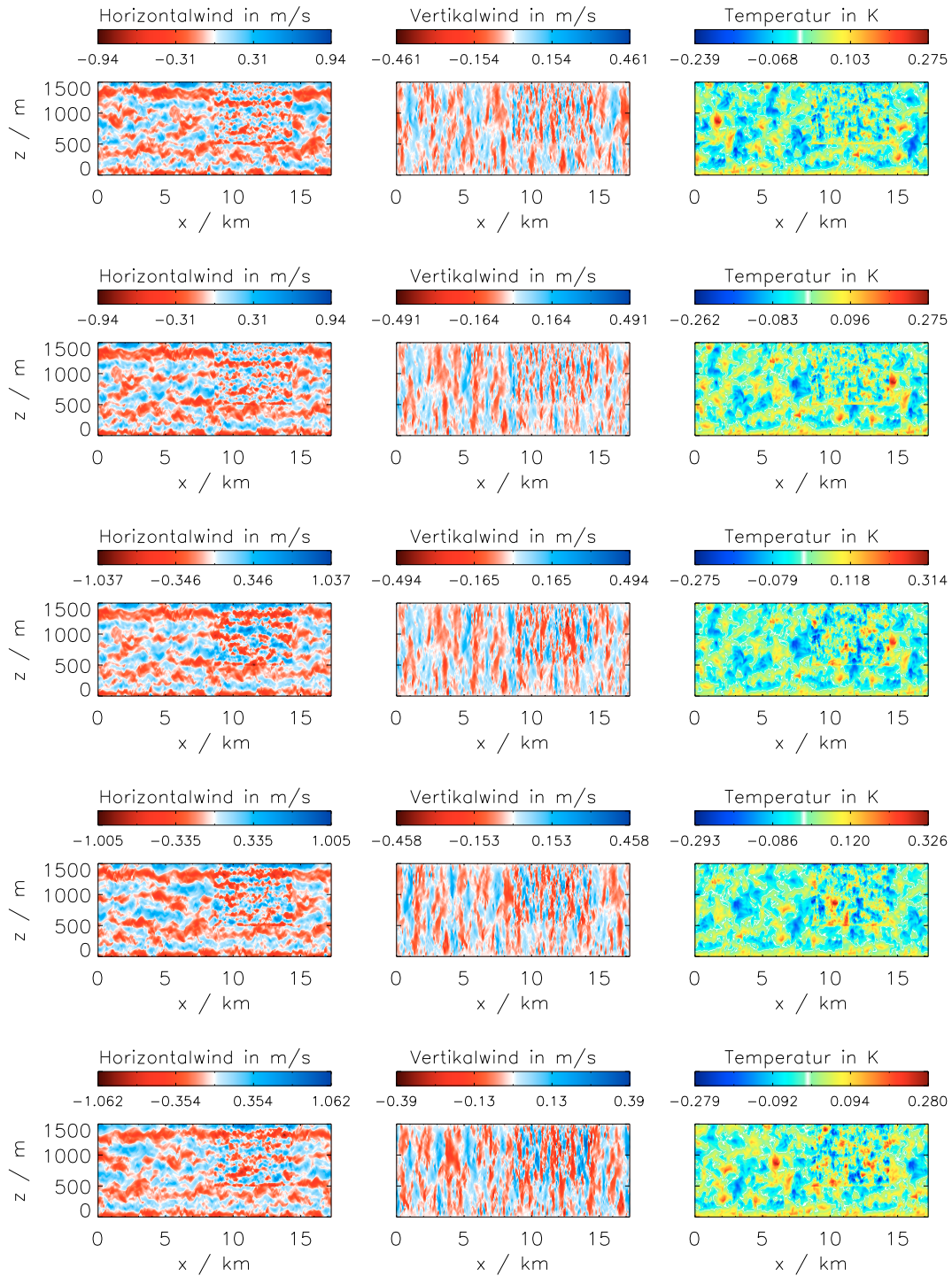


Abb. 4.3: *Turbulente Initialisierungsfelder zu Beginn von Teil2-Simulationen. Linke Spalte: Rauschende Horizontalwindfelder \tilde{u} . Mittlere Spalte: Rauschende Vertikalwindfelder \tilde{w} . Rechte Spalte: Rauschende Temperaturfelder \tilde{T} . 1. Reihe: Standardsimulation, also Ausgangszustand der turbulenten Felder ($K_r = 1$). 2. Reihe: Testsimulation mit Verschiebung der Felder um $1/4 \times L_{x_2}$ nach links ($K_r = 1$). 3. Reihe: Testsimulation mit Verschiebung der Felder um $1/4 \times L_{x_2}$ nach links ($K_r = 0$). 4. Reihe: Testsimulation mit Verschiebung der Felder um $2/4 \times L_{x_2}$ nach links ($K_r = 0$). 5. Reihe: Testsimulation mit Verschiebung der Felder um $3/4 \times L_{x_2}$ nach links ($K_r = 0$).*

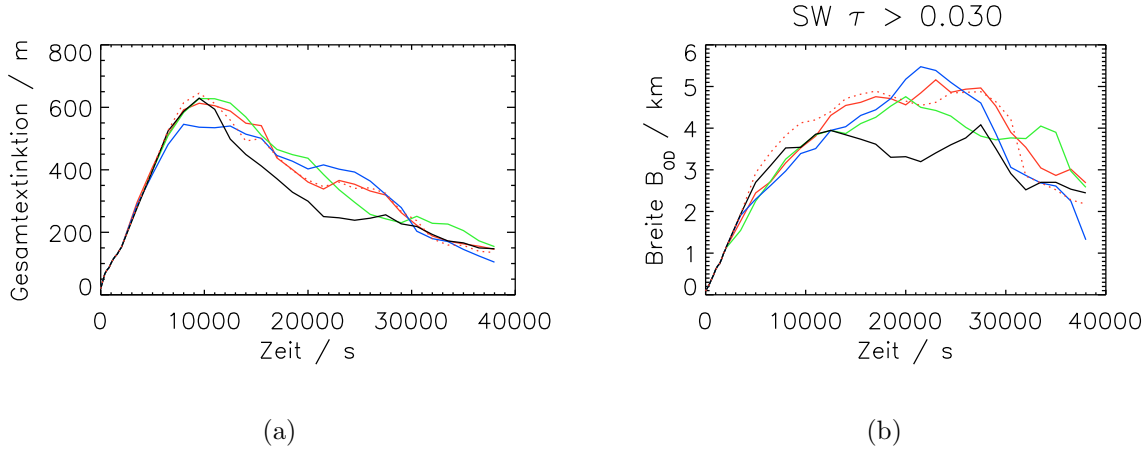


Abb. 4.4: Verschiebung turbulenter Initialisierungsfelder: Gesamtextinktion E (a) und KS-Breite B_{OD} (b) im zeitlichen Verlauf bis 38000 s. Pro Grafik sind jeweils fünf Kurven, die nach Tabelle 4.3 passend zu den fünf Reihen in Abb. 4.3 zugeordnet werden können, dargestellt.

beim Modellvergleich (Kapitel 3) beobachtet worden, sodass dies nun im nachhinein relativiert werden sollte. Allerdings müssten auch ähnliche Sensitivitäten mit dem EULAG–BULK Modell getestet werden, um genauere Aussagen darüber machen zu können. Schließlich ist es nicht auszuschließen, dass die BULK-Simulationen ähnlich reagieren wie die vergleichbaren LCM-Simulationen. Es ist erstaunlich, wie geringe Änderungen in den Anfangsbedingungen mit der Zeit zu unterschiedlichen Resultaten führen. Auch Größen, die die Klimawirksamkeit von Kondensstreifen beschreiben (Abb. 4.4(a)), sind davon nicht ausgenommen. Die betrachteten Fluktuationen sind auch nicht stark, da $\max(|\tilde{u}|) \approx 1 \text{ m s}^{-1}$, $\max(|\tilde{w}|) \approx 0.5 \text{ m s}^{-1}$ und $\max(|\tilde{T}|) \approx 0.3 \text{ K}$ groß ist. Eine lokale Veränderung der Fluktuationen wirkt sich primär auf das lokale Feuchtefeld in der direkten Umgebung der Eiskristalle aus und beeinflusst die Wasserdampfdeposition auf die Partikel sekundär. Auch die Einmischung von mit Wasserdampf übersättigter Luft in den KS-Bereich im $s = 0$ Szenario ist von den Geschwindigkeitsfluktuationen abhängig, sodass sich die räumliche Wasserdampfverteilung im Kondensstreifen bei unterschiedlichen Initialisierungen der Turbulenzen ändert.

Da bei dieser Untersuchung nur Fälle ohne Windscherung in Betracht gezogen wurden, muss man von einer Maximalabschätzung der Abweichungen ausgehen. Eine Turbulenzverschiebung würde sich nicht so stark auf die KS-Eigenschaften auswirken, wenn der KS seine kompakte Struktur an einem festen Ort verliert.

4.1.3 Einfluss von Windscherung und synoptischer Hebung auf KS-Lebenszyklus

Nachdem bereits von zwei lokalen und kleinräumigen Änderungen einige Auswirkungen auf Kondensstreifensimulationen berichtet wurde, wird nun der Einfluss der Windscherung und der synoptischen Hebung genauer analysiert. Hierbei handelt es sich um globale Änderungen der Parameter im Modellgebiet. Bei der Windscherung wird wie bisher vorgegangen und ein lineares Geschwindigkeitsprofil verwendet. Auch die Parameterauswahl für s ist identisch mit den Studien in Kapitel 3.3.3. Neu hinzukommt die Vorschrift, in den Teil2-Simulationen in einem einstellbaren Zeitintervall $W_{t,syn}$ eine synoptische Aufgleitgeschwindigkeit w_{syn} zu berücksichtigen. In der realen Atmosphäre führt die Hebung einer Luftschicht mit abnehmenden Luftdruck zu einer adiabatischen Kühlung. Da sich die relative Feuchte über Eis nach dem temperaturabhängigen Sättigungsdampfdruck richtet, nimmt diese dadurch zu. Dem Kondensstreifen steht dann wieder mehr Wasserdampf zum Abbau zur Verfügung. Was sich stark auf dessen Entwicklung in der Dispersionsphase auswirken kann.

Im numerischen Modell wird ein Hebungs- oder Absinkvorgang direkt mit einer Temperaturänderung ($\partial T / \partial t = w_{syn} \cdot g / c_p$) beschrieben. Eine Aufteilung der Simulationen in zwei Gruppen (a) und (b) findet für den Vergleich der Ergebnisse statt. Die Gruppe (a) behandelt alle Windscherungen mit jeweils zwei Aufgleitszenarien ($w_{syn} \in [1, 2] \text{ cm s}^{-1}$) und einem Referenzlauf ohne Aufgleiten bzw. Temperaturänderung ($\Delta T_F = 0$). Dabei wird das Aufgleiten des Kondensstreifens über die komplette Simulationszeit ab $t_{disp} = 2000 \text{ s}$ ohne Unterbrechung fortgesetzt. Die Tabelle 4.4 fasst die Gruppe (a) mit Legende und den relevanten Einstellungen zusammen.

Kürzel	Linienfarbe	Linienmuster	s / s^{-1}	$w_{syn} / \text{cm s}^{-1}$	$W_{t,syn} / \text{s}$
S0-W0	schwarz	durchgezogen	0	0	–
S0-W1		gepunktet		1	[2000, 38000]
S0-W2		gestrichelt		2	[2000, 38000]
S2-W0	rot	durchgezogen	0.002	0	–
S2-W1		gepunktet		1	[2000, 38000]
S2-W2		gestrichelt		2	[2000, 38000]
S4-W0	grün	durchgezogen	0.004	0	–
S4-W1		gepunktet		1	[2000, 38000]
S4-W2		gestrichelt		2	[2000, 38000]
S6-W0	blau	durchgezogen	0.006	0	–
S6-W1		gepunktet		1	[2000, 38000]
S6-W2		gestrichelt		2	[2000, 38000]

Tab. 4.4: Abkürzungen für Simulationen der Tabelle 4.1 mit verschiedenen vertikalen Windscherungen und Aufgleitszenarien. Die Legende mit den dazugehörigen Parametereinstellungen gilt für alle Abbildungen der Bildgruppe (a) in diesem Unterkapitel 4.1.3.

Kürzel	Linienfarbe	Linienmuster	s / s^{-1}	$w_{syn} / \text{cm s}^{-1}$	$W_{t,syn} / \text{s}$
S0-W5k	schwarz	gepunktet	0	5	[2000, 10000]
S0-W10k		gestrichelt		10	[2000, 6000]
S0-W20k		punkt-gestrichelt		20	[2000, 4000]
S4-W5k	grün	gepunktet	0.004	5	[2000, 10000]
S4-W10k		gestrichelt		10	[2000, 6000]
S4-W20k		punkt-gestrichelt		20	[2000, 4000]

Tab. 4.5: Abkürzungen für Simulationen der Tabelle 4.1 mit und ohne vertikaler Windscherung und Aufgleitszenarien. Die Legende mit den dazugehörigen Parametereinstellungen gilt für alle Abbildungen der Bildgruppe (b) in diesem Unterkapitel 4.1.3.

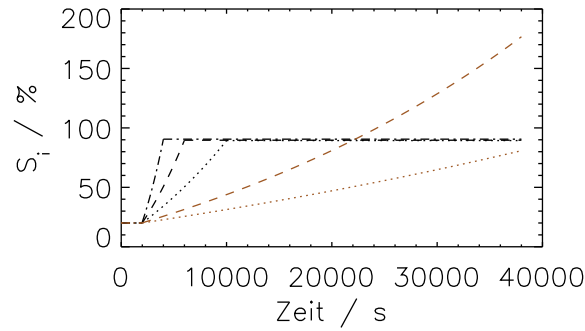


Abb. 4.5: Zeitliche Änderung der Eisübersättigung bei verschiedenen Aufgleitszenarien in der Umgebung der Kondensstreifen. Schwarze Linien gehören zur Gruppe (b) und braune Linien zur Gruppe (a). Zuordnung der Linienmuster entsprechend den Tabellen 4.4 und 4.5.

Die Gruppe (b) bezieht sich auf die EULAG–LCM Läufe **s25-s0** und **s25-s4** mit je drei unterschiedlichen Aufgleitgeschwindigkeiten $w_{syn} \in [5, 10, 20] \text{ cm s}^{-1}$ über kürzere begrenzte Zeitintervalle. Man hat die Intervalle so gewählt, dass alle Szenarien ungefähr in der selben maximalen Eisübersättigung S_i , der relevanten Luftschicht, enden. Dies passiert zu verschiedenen Zeitpunkten der Teil2-Simulationen und am schnellsten bei $w_{syn} = 20 \text{ cm s}^{-1}$ nach $t_{sim_2} = 2000 \text{ s}$. Rechnet man die S_i Werte aus, die nach den Aufgleitprozessen in der Umgebung des Kondensstreifens vorliegen, kommen die Szenarien der Gruppe (b) auf $\approx 90 \%$ (vgl. schwarze Linien in Abb. 4.5). Die zwei braunen Linien in Abbildung 4.5 zeigen die Feuchteänderungen für Gruppe (a). Es genügen zwei Linien, weil die Scherungsänderungen keine Auswirkung auf das Aufgleiten und die Temperaturabnahmen haben.

Erreicht $S_i \approx 90 \%$, hat die Lufttemperatur T_F von 217 K auf ca. 213 K abgenommen, während eine Aufgleitstrecke dz von 400 Höhenmeter überwunden wurde. Dies lässt sich über den adiabatischen Temperaturgradienten dT/dz mit der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck ($c_p = 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$) näherungsweise wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned}\frac{dT_F}{dz} &= -\frac{g}{c_p} \\ dT_F &= -\left(\frac{g}{c_p}\right) \cdot dz = -\left(\frac{9.81 \text{ m s}^{-2}}{1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}}\right) \cdot 400 \text{ m} \\ &\approx -4 \text{ K}\end{aligned}$$

Dementsprechend reduziert sich die Temperatur bei der braunen gepunkteten Linie in Abbildung 4.5 ($w_{syn} = 1 \text{ cm s}^{-1}$) bei einer Aufgleitstrecke von 360 m um ca. 3.5 K und die maximale relative Feuchte bzgl. Eis steigt auf ca. 180 %. Aus der doppelten Aufgleitgeschwindigkeit (braune gestrichelte Linie) über den selben Zeitraum resultiert eine maximale relative Feuchte von fast 280 % ($dT_F \approx -7 \text{ K}$).

In den Grafiken der Kondensstreifeneigenschaften werden die beiden analysierten Simulationsgruppen direkt gegenübergestellt. Dabei ist zu beachten, dass der Ausschnitt der y-Achse nicht immer gleich bleibt. Zu den bereits bekannten und diskutierten physikalischen Größen zählen die Gesamttextinktion E (Abb. 4.6), prädominante optische Dicke $\tau_{prä}$ (Abb. 4.7), Breite B_{OD} (Abb. 4.8) und die sublimierte EK-Anzahl N_{sub} (Abb. 4.9) der Kondensstreifen. Indessen kommt als weitere mikrophysikalische Eigenschaft die sedimentierte EK-Anzahl N_{sed} (Abb. 4.9) hinzu.

Optische Eigenschaften

Der Einfluss der Windscherung wurde schon bis zu KS-Lebensaltern zwischen 7000 s und 17000 s (Kap. 3.3.3) näher betrachtet. Zur besseren Auswertung werden alle Scherungsläufe bis zur gleichen Simulationszeit $t_{disp} = 38000 \text{ s}$ behandelt. Die horizontale Ausbreitung eines Kondensstreifens wird, ebenso wie der mittlere Durchmesser, stark von der Scherung beeinflusst. Die Auswirkungen spiegeln sich bei der Gesamttextinktion wider.

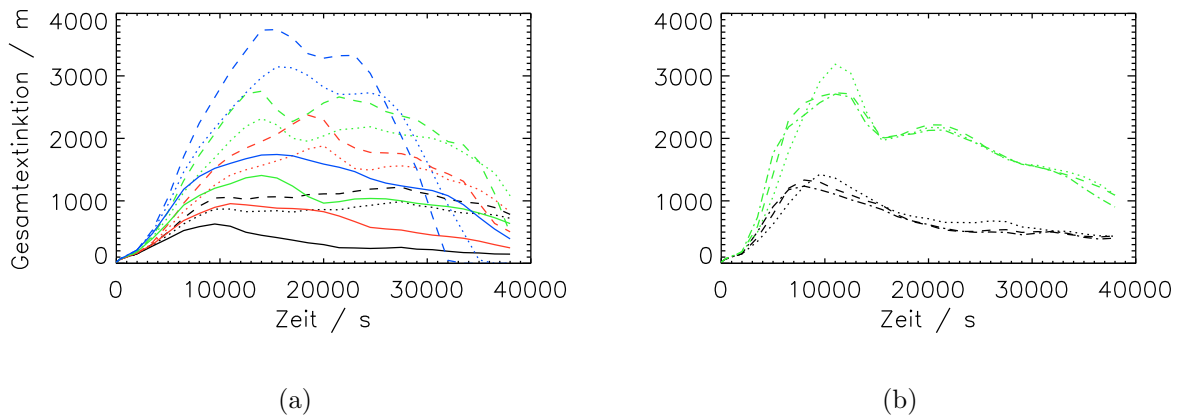


Abb. 4.6: Gesamttextinktionen im zeitlichen Verlauf bis 38000 s. Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.4 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.5, mit entsprechenden Legenden.

In den aufgleitfreien Szenarios liegt die Gesamtextinktion der Kondensstreifen nach 10.5 h (38000 s) im Bereich von 100 - 600 m. Das sind zwar schwache Werte, jedoch wären die KS noch sichtbar mit $0.02 < \tau_{\text{prä}} < 0.05$. Das Aufgleiten verursacht zum Teil eine extreme Zunahme des zur Verfügung stehenden Wasserdampfes in der Kondensstreifenumgebung. Es ist deshalb nicht verwunderlich, dass mit höheren w_{syn} Werten die optische Dicke (vgl. Abb. 4.7(a)) und damit auch die Gesamtextinktion in den ersten 15000 - 20000 s schneller ansteigen und höhere Werte erreichen. Der höchste E -Wert (≈ 3800 m) tritt bei Simulation **S6-W2** auf und stellt sich nach $t_{\text{disp}} = 15000$ s ein. Zu diesem Zeitpunkt ist die Eisübersättigung auf 60 % angestiegen. Obwohl die Luftschicht weiter ansteigt, fällt E im weiteren Verlauf mitunter steil ab und der KS hat sich nach 32000 s aufgelöst. Unter den analysierten Fällen zeigt die blau gestrichelte Kurve den kürzesten KS-Lebenszyklus. Solange das Aufgleiten nicht abgebrochen wird, nimmt dessen Sensitivität auf die Entwicklung optischer KS-Eigenschaften mit höherer vertikaler Windscherung zu. Beispielsweise sieht man das daran, dass sich die Unterschiede der Maxima in E bei gleicher Linienfarbe aber verschiedenen Mustern von schwarz, rot, grün nach blau deutlich ausdehnen. Ein ähnlicher Effekt ist bei $\tau_{\text{prä}}$ in Abbildung 4.7(a) zu sehen, nur in umgekehrter Farbreihenfolge. Das heißt, dass bei $s = 0$ die größten Differenzen zwischen den synoptischen Aufgleitgeschwindigkeiten zu finden sind. Der Kondensstreifen mit der maximalen prädominanten optischen Dicke hat diese nach ca. 6 Stunden erreicht ($\tau_{\text{prä}} \approx 0.42$, **S0-W0** Simulation).

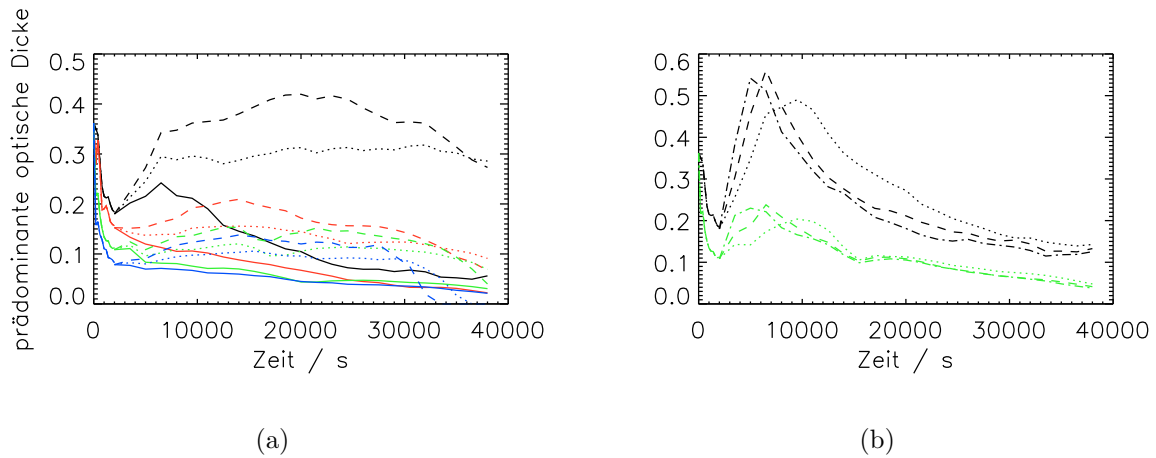


Abb. 4.7: Prädominante optische Dicken im zeitlichen Verlauf bis 38000 s. Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.4 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.5, mit entsprechenden Legenden.

Schaut man sich jetzt die Simulationsgruppe (b) (Tab. 4.5) an und vergleicht die Extinktionen mit der Gruppe (a), so wird sofort ersichtlich, dass die Scherungsvariation über die Änderungen der begrenzten Aufgleitgeschwindigkeiten dominiert. Zu beachten ist, dass in diesem Fall alle drei Aufgleitszenarien spätestens nach $t_{\text{disp}} = 10000$ s die selben S_i Werte (90 %) im Modellgebiet der übersättigten Schicht hervorrufen und diese bis Simulationsende auf einem Level bleiben. Weiterhin bleibt der Wasserdampf bezüglich der Eisoberfläche im Inneren des Kondensstreifens gesättigt. Im Vergleich mit den Aufgleitszenarien in Gruppe (b) werden die Maxima der Gesamtextinktion in Grafik (b) der

Abbildung 4.6 früher erklommen ($8000 \text{ s} < t_{\text{disp}} < 11000 \text{ s}$). Bei der kleinsten Aufgleitgeschwindigkeit ($w_{\text{syn}} = 5 \text{ cm s}^{-1}$) erhält man in der **S4-W5k** Simulation einen um ungefähr 15 % größeren Maximumswert in E , als bei den Simulationen **S4-W10k** oder **S4-W20k** (vgl. Abb. 4.6(b)). Kurze starke vertikale Auslenkungen der Kondensstreifen führen also nicht zwangsläufig auch zu größeren Gesamtextinktionen, solange die relative Feuchte in der Umgebung ab einem bestimmten Zeitpunkt gleich bleibt. Betrachtet man die scherungsfreien Simulationen (**S0-W5k** bis **S0-W20k**), reduziert sich die totale Extinktion um etwas mehr als die Hälfte bezogen auf die EULAG–LCM Läufe mit $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$. Der extrem schnelle Anstieg in den schwarzen Kurven der Abbildung 4.7(b) nach 2000 s ist nicht nur auf die Feuchtezunahme, sondern auch auf das Artefakt der prädominanten physikalischen Größe zurückzuführen. Trotzdem nimmt mit beschleunigtem Wachstum der Übersättigung die optische Dicke der Kondensstreifen zu. Diese Tatsache kann man auch bei den Kurven der Simulationsgruppe (a) gut erkennen.

Sowohl bei der KS-Breite (Schwellwert: optische Dicke $\tau > 0.03$), als auch bei der Gesamtextinktion, kann man in manchen Fällen eine Art Erholung des Kondensstreifens nach dem ersten Maximum der physikalischen Größe ausmachen. Es findet keine kontinuierliche Abnahme der Größe statt. Im Gegenteil, es kann sogar ein zweites Maximum im Kurvenverlauf auftreten. Im Fall der Simulation **S4-W2** erreicht ein zweites Maximum der Gesamtextinktion den selben Wert wie beim ersten. Dies ist erstaunlich, da keine neuen Eiskristalle im Modellgebiet entstehen (keine homogene Nukleation). Zudem läuft der Sedimentationsverlust kontinuierlich ab (vgl. Abb. 4.9). Möglicherweise spielt der unterschiedlich schnelle Massenzuwachs der Eiskristalle auf verschiedenen Höhenniveaus (oder horizontalen Abschnitten) eine Rolle. Folglich könnte sich eine bimodale EK-Größenverteilung im KS-Gebiet einstellen. Wenn aus einem Gebiet viele Eiskristalle schnell anwachsen und später schneller aussedimentieren, als in einem anderen Gebiet, könnte ein zeitverzögerter KS-Erholungseffekt unter bestimmten meteorologischen Bedingungen auftreten. Die Begutachtung der höhenbeschränkten Verteilung der Gesamtextinktion ergab, dass sich das wellenförmige Muster (doppeltes Maximum) nur in den unteren Höhenbereichen (Fallstreifen) der Kondensstreifen zeigt (vgl. Abb. A.2 im Anhang).

Geometrische Eigenschaften

Es folgen ein paar kurze Bemerkungen zu zwei geometrischen Eigenschaften der untersuchten KS-Simulationen. Die EULAG–LCM Simulationen, die ein ähnliches Übersättigungsniveau $S_i \approx 90 \%$ im Modellgebiet erreichen, machen deutlich, dass die Aufgleitgeschwindigkeit fast keinen Einfluss auf die Breite eines Kondensstreifens hat (Abb. 4.8(b)). Andere Sensitivitäten, wie die Turbulenzverschiebung (Kap. 4.1.2), verursachen eine viel größere relative Schwankung in der sichtbaren Kondensstreifenbreite (s. Abb. 4.4(b)). Die Windscherung s ist der dominante Faktor. Während die maximale Breite B_{OD} , bezogen auf die scherungsfreien Untersuchungen, kaum größer als 5 km wird (schwarze Kurven), verbreitert sich der Kondensstreifen bei $s = 0.006 \text{ s}^{-1}$ und den beiden w_{syn} Werten (1 cm s^{-1} , 2 cm s^{-1}) auf ca. 34 km. In Abbildung 4.8(a) ist zu erkennen, dass der unterschiedliche Verlauf der Eisübersättigung (braune Kurven in Plot 4.5) auch eine sehr geringe Auswirkung beim Zerfall des KS durch Sedimentation auf die Entwicklung der KS-Breite hat. Die Abweichungen zwischen den $w_{\text{syn}} = 0$ und $w_{\text{syn}} \neq 0$ Studien sind

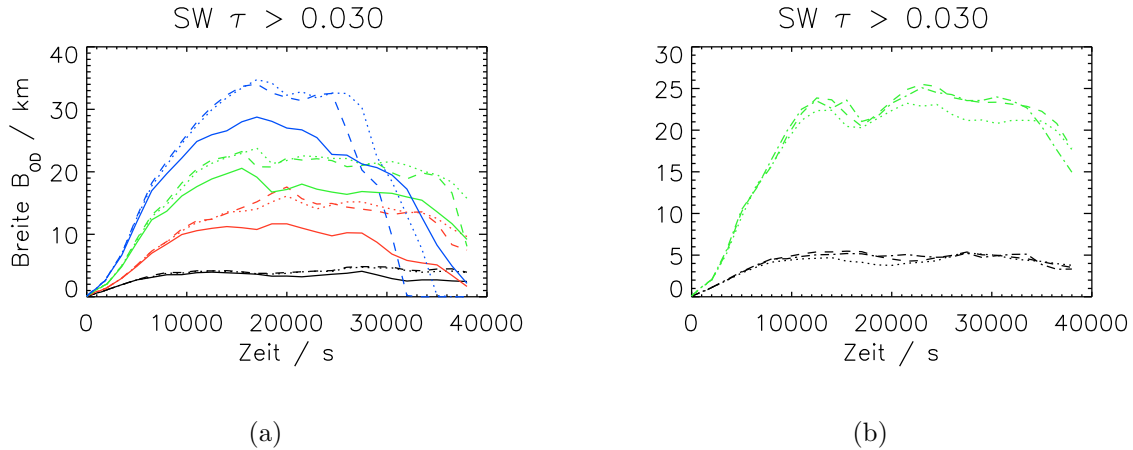


Abb. 4.8: *KS-Breiten anhand optischer Dicken im zeitlichen Verlauf bis 38000 s. Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.4 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.5 mit entsprechenden Legenden.*

ungefähr um einen Faktor 2 bis 3 höher als zwischen den beiden $w_{syn} \neq 0$ Studien untereinander. Genau wie bei der Gesamtextinktion sieht man hier, dass sich die Lebenszeit des Kondensstreifens bei starker Scherung und mit zunehmender synoptischer Hebung verringert. Zum Beispiel verkürzt sich die KS-Lebenszeit von der Simulation **S6-W0** zu **S6-W2** um 100 Minuten (6000 s).

Mikrophysikalische Eigenschaften

Festzuhalten ist, dass relativ kurze und in der gleichen Übersättigung endende Hebungsvorgänge, gleichgültig wie lange sie dauern ($W_{t,syn}$ zwischen [2000, 4000] s und [2000, 10000] s), keine Veränderung in der normierten sedimentierten EK-Anzahl bewirken (siehe Abbildung 4.9(b)). Jedoch setzt eine bemerkbare Sedimentation in der Simulationsgruppe (a) um eine Zeitversetzung von ca. 3000 s eher ein als bei Gruppe (b). Offensichtlich steigt die Übersättigung in der KS-Modellschicht bei stärkeren Aufgleitgeschwindigkeiten schneller an, sodass den Kristallen in kürzerer Zeit mehr H_2O für die Wachstumsprozesse zur Verfügung stehen.

Der Lauf **S6-W2** (s. Tab. 4.4) zeigt den stärksten Kristallverlust durch Sedimentation. Zum Ende der KS-Lebenszeit, nach rund 32000 s, sind 60 % der anfänglichen Eiskristalle sedimentiert (Abb. 4.9(a)). Weil in dieser Studie noch keine Eiskristalle an Aggregate verloren gehen, müssen die restlichen 40 % der Kristalle durch Sublimation verloren gehen. Auf Seite 73 sieht man in Abbildung 4.9(c) an der blau gestrichelten Linie, dass bei dieser Simulation exakt 40 % der Kristalle verdampfen, wobei die Anzahl der sublimierten Ek schon nach sehr frühen Simulationszeiten ($t_{disp} \approx 5000$ s) eine Sättigung erreichen. Also verdampfen ab diesem Zeitpunkt keine weiteren Eisteilchen mehr. Schließlich sedimentieren bei zunehmender Windscherung mehr Eispartikel.

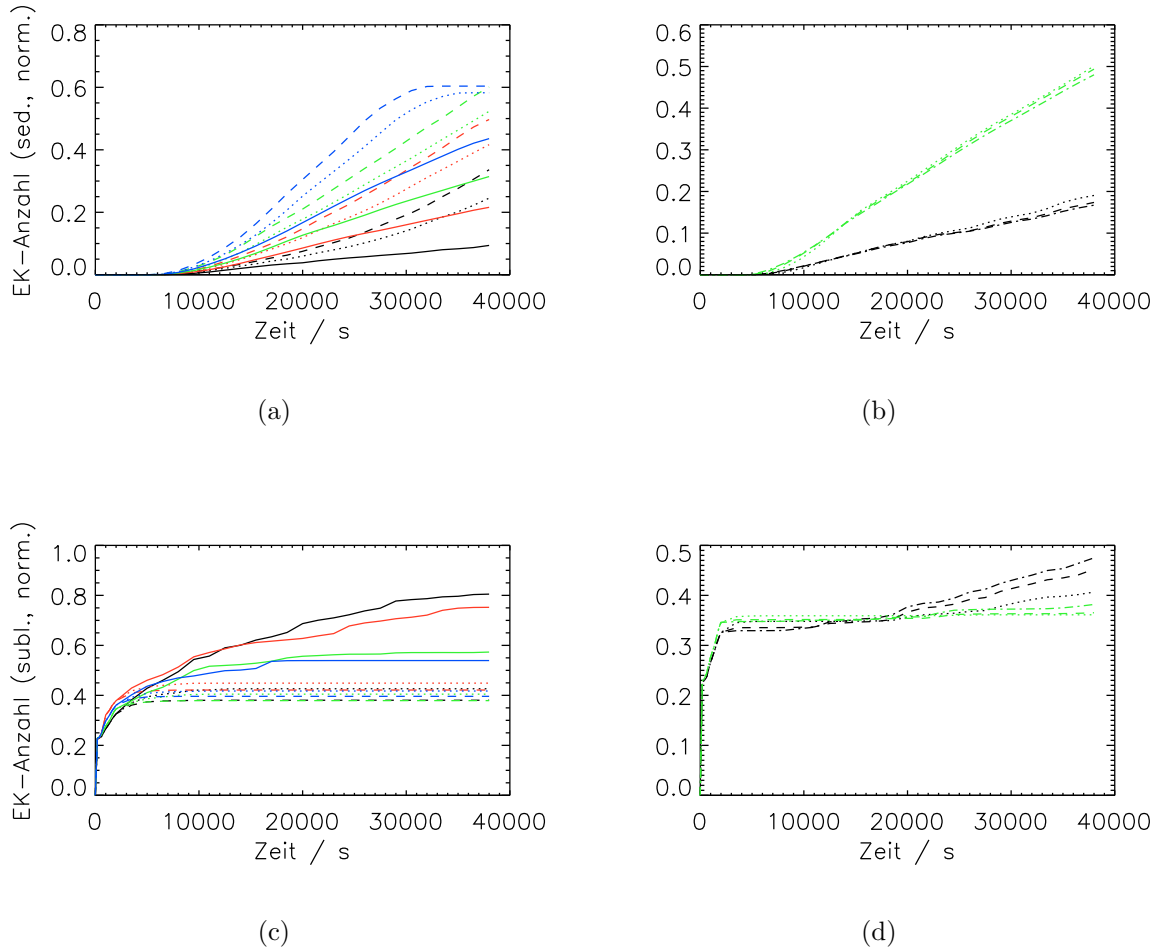


Abb. 4.9: Sedimentierte und sublimierte EK-Anzahl (normiert) für die EULAG-LCM Simulationen in Tabelle 4.4 und 4.5 im zeitlichen Verlauf bis 38000 s. Die Kurvenlegenden sind den entsprechenden Tabellen zu entnehmen.

Zunächst stellt sich bei allen kontinuierlichen Aufgleitszenarien mit verschiedenen Scherungen sehr bald nach Beginn der Dispersionsphase ein Sättigungswert für N_{sub} von ca. 40 % ein (Abb. 4.9(c)). Allerdings liegt der Sättigungswert bei $w_{syn} = 2 \text{ cm s}^{-1}$ leicht niedriger, als bei $w_{syn} = 1 \text{ cm s}^{-1}$. Die Bausbreite von N_{sub} liegt zwischen 0.4 und 0.8. Wenn keine Sublimation mehr stattfindet, existieren keine sehr kleinen Eiskristalle, die eventuell dem Kelvin-Effekt zum Opfer fallen könnten. Ist die Windscherung gering oder nicht vorhanden, gehen durchwegs Eiskristalle an die Sublimation verloren. Unter diesen Bedingungen kommen kleinere Eiskristalle in der Untersättigungsschicht am Unterrand des Modellgebiets (Transition-Layer) vor, die es nicht schaffen aus dem Gebiet herauszufallen und schließlich sublimieren. Anhand des Profils für den mittleren EK-Durchmesser (s. Abbildung 4.10) wird deutlich, dass zu Zeitpunkten $t_{disp} > 18000 \text{ s}$ für beide KS-Simulationen (S0-W0 und S2-W0) immer wieder viel kleinere \bar{D} Werte in den untersten Modellschichten zu finden sind. Dies ist gut in Grafik 4.10(e) der gezeigten Profilzeitpunkten zu sehen.

Die grünen und schwarzen Kurven der Abbildung 4.9(d) treten, bedingt durch die schnelleren vertikalen Windgeschwindigkeiten, sofort nach dem Start des Aufgleitens in einen Sättigungszustand (bei ca. 35 %). Solange die Scherung stark genug ist, ändert sich auch nach dem Ende der Aufgleitphasen an diesem Zustand nur sehr wenig. Letztendlich verdampfen bei geringerer Scherung wieder mehr Eiskristalle.

Die \overline{D} Profile der Teil1-Simulationen verlaufen für die untersuchten Fälle der Tabelle 4.4 ohne große Differenzen (s. Abb. 4.10(a), 4.10(b)). Am Ende der Teil1-Simulationen haben die Eiskristalle am Unterrand der Kondensstreifen (Höhe im Modellgebiet: 800 m) einen mittleren Durchmesser von ca. $70\ \mu\text{m}$. Im KS-Hauptbereich werden $20\ \mu\text{m}$ kaum überschritten. Die Ausbildung der Fallstreifen ist zum Zeitpunkt 11000 s (Abb. 4.10(c)) bereits abgeschlossen, da Eiskristalle zu dieser Zeit schon aus dem Modellgebiet sedimentiert sind. Mit fortschreitender Simulationszeit divergieren die Profilkurven der untersuchten Kondensstreifen, solange Zerfallsprozesse (vgl. Abb. 4.10(f)) nicht überhand nehmen (bis $t_{disp} \approx 30000\ \text{s}$). Allgemein lässt sich feststellen, dass mit stärker werdender Windscherung, als auch Erhöhung der w_{syn} Werte (erhöhte Feuchtezuwachsrate in übersättigter Modellschicht), die EK über weite vertikale Strecken größere mittlere Durchmesser aufweisen. Bezieht man sich zum Beispiel auf den Übergangsbereich der eisübersättigten und eisuntersättigten Modellschichten, dann wird die Spannweite für \overline{D} von den EULAG–LCM Simulationen **S0-W0** und **S6-W2** zwischen $t_{disp} = 11000\ \text{s}$ bis $29000\ \text{s}$ bestimmt. Am Anfang liegt die Spannweite bei $70\text{--}115\ \mu\text{m}$, nach rund 6 h dann bei $40\text{--}100\ \mu\text{m}$. Die größten Differenzen ($35\text{--}110\ \mu\text{m}$) sind in Abbildung 4.10(e) nach $29000\ \text{s}$ zu sehen.

Die Werte der Simulationsergebnisse liegen im Bereich derer von experimentellen Beobachtungen. Beispielsweise wird von Minnis et al. (1997) über die Umwandlung dreier KS-Systeme in Zirrus während SUCCESS berichtet. Die von geostationären Satelliten beobachteten Lebenszeiten reichen von 7 (einzelne KS) bis 17 (KS-Cluster) Stunden. Meist werden Kondensstreifen durch geometrische Muster mit kalter Signatur in IR-Bildern erkannt. KS-Parameter können aus der Differenz der Wellenlängentemperatur im IR- und SW-Band abgeleitet werden. Die Eiskristallgrößen im linearen KS-Cluster-Gebiet, das sich isoliert von natürlicher Zirrenbewölkung entwickelt hat, lagen im Wertebereich von 12 bis $25\ \mu\text{m}$ im Durchmesser (Minnis et al., 1997).

Andere Forschungsergebnisse, z. B. von Knollenberg (1972); Lawson et al. (1998), zeigen, dass die innersten Bereiche von jungen Kondensstreifen hauptsächlich aus Eisteilchen mit Durchmessern kleiner als $20\ \mu\text{m}$ bestehen. Die Simulationsergebnisse sind auch mit diesem Resultat konsistent. Nach 40 Minuten besteht der innerste Teil des Kondensstreifens großteils aus sehr kleinen sphärischen Eiskristallen im Größenbereich zwischen $1\ \mu\text{m}$ und $20\ \mu\text{m}$. Größere Eiskristalle ($> 300\ \mu\text{m}$) waren mit viel niedrigeren Konzentrationen vertreten. Dagegen fand man in der Umgebung des Kondensstreifenkerns, also in den KS-Randgebieten, weniger kleine, dafür aber mehr große Eispartikel, die im wesentlichen die Form hexagonaler Säulen oder mehrarmiger Rosetten aus spitz zulaufenden hexagonaler Säulchen (*Bullet Rosettes*) annahmen (Lawson et al., 1998).

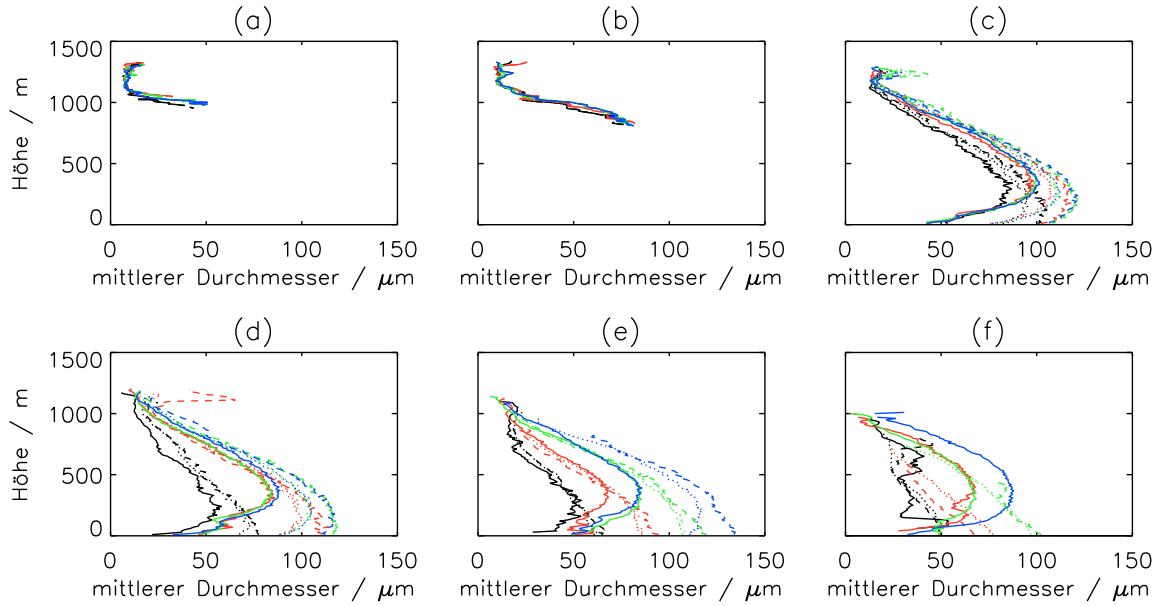


Abb. 4.10: Vertikalprofile des mittleren Eiskristalldurchmessers \bar{D} der Simulationsgruppe (a), s. Tabelle 4.4, entlang der horizontalen optischen Sichtachse zu den Zeitpunkten 800 s (a), 2000 s (b), 11000 s (c), 20000 s (d), 29000 s (e) und 38000 s (f). Die dargestellten Ergebnisse gehören zur Simulationsgruppe (a), mit den Kurvenlegenden nach Tabelle 4.4.

4.1.4 Aggregation von Eiskristallen im Kondensstreifen

Eiskristalle in Zirruswolken haben bei bestimmten Entwicklungsstadien der Wolke unterschiedliche Größen, sodass eine Größenverteilung vorliegt. Im Schwerfeld der Erde stellen sich bei den unterschiedlich großen und schweren Eisteilchen verschiedene Fallgeschwindigkeiten ein, worauf Kollisionen zwischen den Teilchen stattfinden können. Kollidieren zwei Kristalle, bleiben sie manchmal aneinander haften und formen ein Aggregat, das weitere Eispartikel und andere Aggregate aufsammeln kann. Der genaue Mechanismus des „Zusammenklebens“ der EK, im englischen auch als *sticking* bezeichnet, ist derzeit noch unzureichend bekannt und Gegenstand aktueller Forschung. Bisherige Erklärungsversuche stützen sich auf mechanische oder elektrostatische physikalische Vorgänge (Field, 1999; Meakin, 1992):

- Verhaken der Partikel mit Kontaktzeitverlängerung
- Anschmelzen der Eisoberflächen durch Druckerhöhung bei Kollision
- Minimierung der Oberflächenenergie bei den kollidierenden Eiskristallen (Sinterungsprozess)
- Elektrische Anziehungskräfte

Es gibt bei der Bestimmung der Aggregationseffizienz E_{agg} (Wahrscheinlichkeit, dass zwei EK bei Kollision aneinander haften bleiben) keinen wesentlichen Unterschied zur Bestimmung der Kollektionseffizienz, die sich aus der Multiplikation der Kollisionseffizienz E_C

mit der der *Sticking*-Effizienz E_S berechnet.

$$E_{agg} = E_C \times E_S \quad (4.1)$$

Bei Sölch (2009) wird erklärt, dass für die EULAG–LCM Simulationen von Zirren die Umverteilung der Eismasse durch den Aggregationsprozess von Bedeutung ist. Mit der Zeit nimmt die Anzahl der kleinen Eiskristalle pro Volumen ab und es bilden sich größere Aggregate mit einer höheren Masse. Somit greift die Aggregation in die spezifische Größenverteilung einer Eiswolke ein und zwar derart, dass es zu Veränderungen optischer Eigenschaften und Lebenszyklen (erhöhte Sedimentationsraten) kommen kann. Betrachtet man zur Veranschaulichung zwei Kristalle, jeweils mit den Radien r_1 und r_2 mit den Sedimentationsgeschwindigkeiten $v_1 > v_2$, dann beinhaltet die Fläche $\pi(r_1 + r_2)^2$ alle Trajektorien der beiden Teilchen, die zu einer Kollision führen können. Mit größer werdender relativer Geschwindigkeitsdifferenz der Teilchen steigt die Wahrscheinlichkeit zur Bildung eines Aggregats. Zieht man eine bekannte Aggregationseffizienz E_{agg} heran, lässt sich die Aggregationsrate für zwei Teilchenklassen i und j über eine Stoßratenmatrix K_{ij} parametrisieren:

$$K_{ij} = \pi(r_i + r_j)^2 \cdot |v_i - v_j| \cdot E_{agg} \quad (4.2)$$

Damit der Aggregationsprozess auch im Einklang mit der Lagrange'schen Eispartikelverfolgung im numerischen Modell behandelt werden kann, sind zwei Algorithmen innerhalb EULAG–LCM entwickelt worden (Sölch, 2009):

- Partikel–Partikel Algorithmus
- Hybrid Algorithmus

Die implementierten Aggregationsprozesse nutzen die genauen Positionen der SIPs innerhalb der Gitterboxen. Ein einzelner Prozess selbst kann sich jedoch nicht über mehrere Gitterboxen hinweg erstrecken. Genauere Informationen zum Partikel–Partikel Algorithmus sind in Abschnitt 4. bei Sölch und Kärcher (2010) beschrieben.

Im Folgenden beschränken wir uns auf die wichtigen Merkmale bei der Beschreibung der Aggregationsroutinen, die für die Kondensstreifensimulationen verwendet werden können. Bis zur Einführung des Faktors N_{skal} gilt die Beschreibung der Routine für den Partikel–Partikel Algorithmus. Erst danach beginnt die Beschreibung des modifizierten Hybrid Algorithmus.

Aggregationsroutine für Kondensstreifen

Wir gehen davon aus, dass SIP_i mit N_i Eiskristallen (EK_i) das aufsammelnde Simulationspartikel ist und sich räumlich gesehen oberhalb des SIP_j mit N_j Eiskristallen (EK_j) befindet. Die Kollisionsquerschnitte der EK eines SIPs kann man als horizontal nicht überlappend annehmen, weil

$$\begin{aligned} N_j \cdot \pi(r_i + r_j)^2 &\ll \Delta x \Delta y \\ N_i \cdot \pi(r_i + r_j)^2 &\ll \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (4.3)$$

gilt. Nun ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein EK_i aus SIP_i mit EK_j aus SIP_j kollidiert, wie folgt gegeben:

$$\Omega_{ij} = \frac{\pi(r_i + r_j)^2}{\Delta x \Delta y} \quad (4.4)$$

Nimmt man z. B. Teilchen mit $100 \mu\text{m}$ Durchmesser und eine $10 \times 10 \text{ m}$ große Gitterbox, so ist $\Omega_{ij} \approx 10^{-9}$. Häufig ist die Anzahl der EK pro SIP annähernd identisch, sodass $N_i \approx N_j \approx 10^6$ als Beispielwerte benutzt werden können. Die Berechnung der Summe der kollidierenden EK (N_{col}) kann statistisch mit der Methode „Ziehen mit Zurücklegen“ durchgeführt werden, da Ω_{ij} sehr klein ist.

$$\begin{aligned} \sum N_{col} &= \Omega_{ij} \cdot N_i \cdot N_j \\ &\approx 10^{-9} \cdot (10^6)^2 = 1000 \end{aligned} \quad (4.5)$$

Somit kollidiert im Mittel jeder 10^3 -te Eiskristall. Wäre Ω_{ij} in Gl. (4.4) größer, müsste man die Methode „Ziehen ohne Zurücklegen“ betrachten. Dann würde aber die Annahme in (4.3) nicht mehr gelten. Mit der Aggregationseffizienz E_{agg} entstehen durchschnittlich

$$N_{agg} = E_{agg} \cdot \Omega_{ij} \cdot N_i \cdot N_j$$

Aggregate in einem Zeitschritt aus den beiden Simulationspartikeln i und j . Für jede SIP-Kombination, bei welcher das untere SIP vom oberen eingeholt, bzw. überholt wird, würde ein neues SIP mit N_{agg} Aggregaten erzeugt werden. Das ist numerisch aber nicht effizient machbar, weil zu viele SIPs pro Zeitschritt und Gitterbox entstehen würden. Deshalb wurde bisher ein SIP mit $N_{init} := \min(N_i, N_j)$ Aggregaten mit der Wahrscheinlichkeit $P_{init} = N_{agg}/N_{init}$ im Modell generiert. Der Erwartungswert für die generierten Aggregate ist erneut N_{agg} . Der Ansatz zur Berechnung von P_{init} ist ähnlich zu dem bei Sölch und Kärcher (2010) (Gleichung (36)), nur wird jetzt eine Maximumbildung verwendet, damit die Berechnung kommutativ in N_i und N_j wird:

$$P_{init} = E_{agg} \cdot \Omega_{i,j} \cdot \max(N_i, N_j) \quad (4.6)$$

Die wesentlichen Vorteile des Partikel-Partikel Verfahrens sind, dass bei einem der beiden Simulationspartikel sämtliche Eiskristalle aggregieren und in diesem SIP keine einzelnen EK übrig bleiben. Damit können mit diesem „Aggregat-SIP“ alle Eigenschaften der Aggregate separat durch das EULAG – LCM Modellgebiet transportiert und gespeichert werden.

Für den Hybrid Algorithmus wird nun ein Faktor N_{skal} eingeführt, mit dem N_{init} sowie P_{init} wie folgt skaliert werden:

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{init} &= \frac{N_{init}}{N_{skal}} \\ \tilde{P}_{init} &= P_{init} \cdot N_{skal} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Wenn ein Aggregationsprozess zwischen zwei SIPs stattfindet, muss also ein neues SIP („Aggregat-SIP“, SIP_{agg}) generiert werden. Die ursprüngliche Version des Hybrid Algorithmus hat aber pro Zeitschritt zu viele neue SIPs erzeugt, was Probleme verursacht.

Das veränderte Schema, das den neuen Skalierungsfaktor mit einbezieht, formuliert sich wie folgt:

$$\begin{aligned} SIP_i : N_i &\rightsquigarrow N_i - \tilde{N}_{init} > 0 \\ SIP_j : N_j &\rightsquigarrow N_j - \tilde{N}_{init} > 0 \\ SIP_{agg} : &\tilde{N}_{init} \end{aligned}$$

Standardmäßig wird N_{skal} auf 10 gesetzt, aber je höher man N_{skal} schraubt, desto mehr SIPs mit kleineren Anzahlen an Aggregaten werden erzeugt. Allgemein sollte

$$N_{agg} \leq \tilde{N}_{init} \leq \min(N_i, N_j)$$

sein, wobei N_{agg} von N_i und N_j abhängt. Problematisch sind Fälle, wo ein bereits bestehendes Aggregat an einer erneuten Kollision beteiligt ist. Denn mit jeder Kollision würde entsprechend des numerischen Algorithmus im Modell \tilde{N}_{init} um den Faktor N_{skal} jeweils abnehmen. Hat man ein ursprüngliches SIP mit N_i Eiskristallen, würde nach dem ersten Aggregationsprozess $N_i \cdot 10^{-1}$, nach dem zweiten $N_i \cdot 10^{-2}$, nach dem dritten $N_i \cdot 10^{-3}$ und nach dem vierten $N_i \cdot 10^{-4}$ Eiskristalle im SIP enthalten sein. Die Anzahl an Teilchen pro SIP würde also sehr stark mit der Zeit abnehmen. Darum ist es sinnvoll eine Grenze für \tilde{N}_{init} einzuführen, sodass

$$\tilde{N}_{init} > N_u$$

mit $N_u = 1000$. Dann werden die Kollisionen von SIPs mit wenigen Eiskristallen seltener. Aber man muss vorsichtig sein, denn mit der Vorgabe einer Log-Normalverteilung der EK-Größen im Kondensstreifen sind immer Simulationspartikel mit einer anfänglich kleinen EK-Anzahl N_i vorhanden. Es könnten aber auch SIPs mit wenigen EK durch Nukleation entstehen. Ferner ist zu beachten, dass $N_u < \min(N_i, N_j)$ gelten muss, da ansonsten beim Stattfinden eines Aggregationsereignisses mehr Eisteilchen aggregieren würden als letztendlich zur Verfügung stehen. Ab jetzt wird \tilde{N}_{init} folgendermaßen gesetzt:

$$\tilde{N}_{init} = \max(\tilde{N}_u, N_{init,0}/N_{skal})$$

mit $\tilde{N}_u = \min(\hat{N}_u, N_i, N_j)$. Das korrigierte \hat{N}_u ist dafür zuständig, dass bei SIPs die unter dem Schwellwert N_u liegen, $\tilde{N}_{init} = N_{init}$ vorgeschrieben und damit nicht weiter verkleinert werden kann. In diesem Fall ist \tilde{N}_{init} deterministisch bestimmt. Eine andere Variante wäre, ein $\tilde{N}_{init,var}$ zufällig aus dem Intervall

$$\tilde{N}_{init,var} \in \left[\max(\tilde{N}_u, N_{agg}), N_{init} \right]$$

zu ziehen. Auf einer logarithmischen Skala könnte $\tilde{N}_{init,var}$ entweder Gauß- oder uniform verteilt sein und entsprechend der Wahl von $\tilde{N}_{init,var}$ würde dann ein $\tilde{P}_{init,var}$ berechnet werden.

Diese Vorgehensweise ist als ein weiteres Schema zum Hybrid-Algorithmus (Sölch, 2009) anzusehen. Für die EULAG–LCM Kondensstreifensimulationen wird $E_{agg} = 0.75$ als konstant gesetzt. Da der Einfluss der Hydrodynamik und der Eismikrophysik auf die Aggregationseffizienz noch unzureichend bekannt ist, bleibt vorerst keine andere Wahlmöglichkeit,

als einen realistischen Wert für E_{agg} abzuschätzen. Sollten künftig bessere theoretische Modelle zur Verfügung stehen, ist es denkbar, dass man für E_{agg} eine Funktion einführt, die von verschiedenen Variablen abhängig sein kann (z. B. Temperatur, Eisübersättigung, EK-Durchmesser, u. A.) (Sölch und Kärcher, 2010). Man sollte auch noch erwähnen, dass für die Kondensstreifensimulationen mit Aggregation kein Zerfall der gebildeten EK-Cluster berücksichtigt wird. In der Fachsprache würde man solch einen Prozess als „Splintering“ bezeichnen, wo sich beispielsweise durch Turbulenzen oder bei der Kollision zweier Aggregate einzelne EK oder kleinere EK-Cluster wieder ablösen können.

Connolly et al. (2012) zeigen experimentell, wie die Aggregationseffizienz kurz nach der Eisentstehungsphase von der Temperatur abhängt. Die Laborstudie wurde mit einer großen Eiswolkenkammer durchgeführt und bei Lufttemperaturen im Intervall $-30 \leq T \leq -5^\circ\text{C}$ vorgenommen. Bei $T = -15^\circ\text{C}$ ist ein Maximum von E_{agg} . Ohne sich auf das statistische Konfidenzintervall von E_{agg} zu beziehen, liegt der Wert bei ca. 0.6. Mit einem 75-prozentigem Vertrauensintervall konnten bei Temperaturen $\neq -15^\circ\text{C}$ E_{agg} Werte über 0.5 statistisch ausgeschlossen werden. Allerdings können in Realität durchaus noch etwas höhere Werte (~ 0.6) vorkommen, sobald Eiskristalle Verzweigungen in ihrer Struktur aufweisen oder Eiskristalle bereits aus vielen Monomeren bestehen.

Demnach ist für die nachfolgenden Studien möglicherweise ein zu hoher Effizienzwert für die Aggregation angenommen worden. Wie nahe der experimentelle Versuchsaufbau bei Connolly et al. (2012) der realen Atmosphäre kommt, ist aber zu hinterfragen. Zudem wurden die Versuche bei deutlich höheren Temperaturen, als wir sie bei den Kondensstreifensimulationen auf Flughöhe vorschreiben, gemacht. Was genau bei $T < -50^\circ\text{C}$ mit E_{agg} passiert, wurde nicht untersucht.

Ausmaß der Aggregation bei unterschiedlichen Scherungs- und Aufgleitszenarien

Das Ausmaß der Aggregation wird bei unterschiedlichen Aufgleit- und Scherungsszenarien betrachtet. Es wird untersucht, ob die unterschiedliche Gestalt der Kondensstreifen die Aggregation beeinflusst. Man beschränkt sich auf die Simulationen ohne Scherung und mit Scherung $s = 0.004\text{s}^{-1}$. Die Tabellen 4.6 und 4.7 stellen die analysierten Studien für das Ausmaß der Aggregation in Kondensstreifen vor.

Da die EULAG–LCM Simulationen mit Aggregation und zusätzlicher Scherung wegen dem stark verbreitertem Modellgebiet viel Rechenzeit benötigt haben, konnten diese nur bis $t_{disp} = 20000\text{s}$ gerechnet werden. Anstatt, wie bisher, 64 Prozessoren in x-Richtung zu benutzen, sind bei einigen Simulationen bis zu 192 Prozessoren und einem entsprechend größeren Speicherplatz benötigt worden.

Zur schematischen Veranschaulichung der EK- oder SIP-Verlustprozesse in der Kondensstreifenentwicklung unterstützen eingefärbte Flächen die Abbildungen 4.12 bis 4.15 (s. Tabelle 4.8). Egal ob man die KS-Studien mit Scherung $s = 0$ (Abb. 4.12) oder $s = 0.004\text{s}^{-1}$ (Abb. 4.13) analysiert, der dominante Verlustprozess für die Eispartikel ist die Verdampfung (Sublimation). Daran ändern auch unterschiedlich starke Hebungs Vorgänge nichts. Exemplarisch wird die stärkste in Betracht gezogene Hebung für die Scherungsvarianten

Kürzel	Farbe	Muster	s / s^{-1}	$w_{syn} / \text{cm s}^{-1}$	$W_{t,syn} / \text{s}$
(A)S0-W0	schwarz			0	[0, 0]
(A)S0-W1	rot	durchgezogen		1	[2000, 38000]
(A)S0-W2k	grün			2	[2000, 22000]
(A)S0-W5k	blau		0	5	[2000, 10000]
(A)S0-W10k	braun	(gepunktet)		10	[2000, 6000]
(A)S0-W20k	lila			20	[2000, 4000]

Tab. 4.6: Abkürzungen für **s25-s0** Simulationen bis $t_{disp} = 38000 \text{ s}$ (s. Tabelle 4.1) mit verschiedenen Aufgleitszenarien und mit oder ohne Aggregation. Den Referenzsimulationen mit Aggregation wird ein **A** vorangestellt. Die Legende mit den dazugehörigen Parametereinstellungen gilt für alle Abbildungen der Bildgruppe (a) in diesem Unterkapitel 4.1.4.

Kürzel	Farbe	Muster	s / s^{-1}	$w_{syn} / \text{cm s}^{-1}$	$W_{t,syn} / \text{s}$
(A)S4-W0	schwarz			0	[0, 0]
(A)S4-W1	rot	durchgezogen		1	[2000, 20000]
(A)S4-W2	grün			2	[2000, 20000]
(A)S4-W5k	blau		0.004	5	[2000, 10000]
(A)S4-W10k	braun	(gepunktet)		10	[2000, 6000]
(A)S4-W20k	lila			20	[2000, 4000]

Tab. 4.7: Abkürzungen für **s25-s4** Simulationen bis $t_{disp} = 20000 \text{ s}$ (s. Tabelle 4.1) mit verschiedenen Aufgleitszenarien und mit oder ohne Aggregation. Den Referenzsimulationen mit Aggregation wird ein **A** vorangestellt. Die Legende mit den dazugehörigen Parametereinstellungen gilt für alle Abbildungen der Bildgruppe (b) in diesem Unterkapitel 4.1.4.

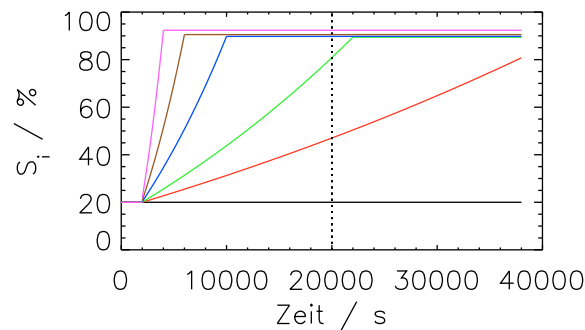


Abb. 4.11: Zeitliche Änderung der Eisübersättigung S_i bei verschiedenen Aufgleitszenarien in der Umgebung der Kondensstreifen. Zuordnung der Linienfarben zu den Aufgleitszenarien gemäß den obigen Tabellen. Die vertikal gestrichelte Linie zeigt den Zeitpunkt an, wo die Simulationen mit Windscherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$ enden.

Verlustprozesse (EK oder SIP)	Flächenfarbe	Flächenmuster
Sedimentationsverlust	grün	planar
Sublimationsverlust	blau	
Aggregationsverlust	braun	
EK- und SIP-Klassen	Flächenfarbe	Flächenmuster
Existierende einzelne EK	rot	planar
EK-Aggregate	schwarz	schraffiert
Sedimentierte Aggregat-SIPs	grün	schraffiert
Sublimierte Aggregat-SIPs	blau	schraffiert

Tab. 4.8: Legende für die EK- und SIP-Verlustprozesse bzw. Klassen in den Abbildungen 4.12 bis 4.15.

abgebildet. In den Abbildungen ist gut zu erkennen, wie die Sedimentationsverluste erst ab ca. 10000 s an Bedeutung gewinnen. Der Verlauf des Sedimentationsverlusts ändert sich zwischen den Simulationen mit Aggregation und den entsprechenden Referenzläufen nicht. Nur eine Hebung der Luftschicht erhöht im Laufe der Simulation die Anzahl an sedimentierten Eisteilchen, die in etwa doppelt so groß ist. Anzumerken ist, dass die Oberkante der roten Flächen in den Abbildungen der mikrophysikalischen EK-Verlustprozesse die zu dem Zeitpunkt aktuelle Anzahl einzelner Eiskristalle angibt. Wenn von der relativen Anzahl der vorhandenen Aggregate die Rede ist, bezieht sich das auf diese Werte.

Der Aggregationsverlust wird durch braune Flächen repräsentiert und gibt die Anteile an Eiskristallen an, die insgesamt an Aggregate verloren gehen. Da Aggregate vorhanden sind, die aus mehr als zwei EKs bestehen, ist dieser Anteil immer etwas größer als der aktuelle Anteil der Aggregate an sich (schwarz schraffierte Flächen). Zwischen 10 % und 20 % der Eiskristalle (N_0) gehen im Laufe der simulierten 10 ($s = 0$) bzw. 6 ($s = 0.004 \text{ s}^{-1}$) Stunden an Aggregate verloren, wobei maximal 8-13 % der EK nun Aggregate sind (vgl. Abb. 4.12 und 4.13). Dennoch sind nach 6 h Simulationszeit 35 % (**AS0-W0**) bis 25 % (**AS0-W20k**) der noch vorhandenen EK als Aggregate zu finden; nach 10 Stunden sogar bis zu 65 % (**AS0-W0**) bzw. 50 % (**AS0-W20k**).

Die Windscherung hat auf die Aggregation einen vernachlässigbaren Einfluss. Was beim Vergleich der rechten Spalten der Verlustdiagramme nicht zu übersehen ist. Es wird deutlich, dass bei Windscherung weniger Eiskristalle verdampfen und somit der Anteil der blauen Fläche schrumpft und der Anteil der roten Fläche wächst. Die Anzahl der EKs, die aufgrund der Sedimentation verloren gehen, wird von der Windscherung ebenfalls beeinflusst. Nach 6 h (20000 s) sind ungefähr 20 % von N_0 sedimentiert und 30 % sublimiert.

Bei allen KS-Aggregationssimulationen sättigt sich der EK-Verlust an Aggregaten größtenteils bis spätestens 3 h nach Beginn der Dispersionsphase. Für eine detaillierte Unterscheidung der aktuellen relativen Aggregatanzahl, bezogen auf N_0 , ist Abbildung 4.16 auf Seite 84 heranzuziehen. Dort sind auch die restlichen w_{syn} -Variationsläufe dargestellt. Zu diesem Zeitpunkt lässt sich nur schwer abschätzen, welche Auswirkung die Aggregation auf globalere KS-Eigenschaften hat und ob sie überhaupt von größerer Bedeutung ist. Bevor darauf noch näher eingegangen wird, werden die Verlustdiagramme

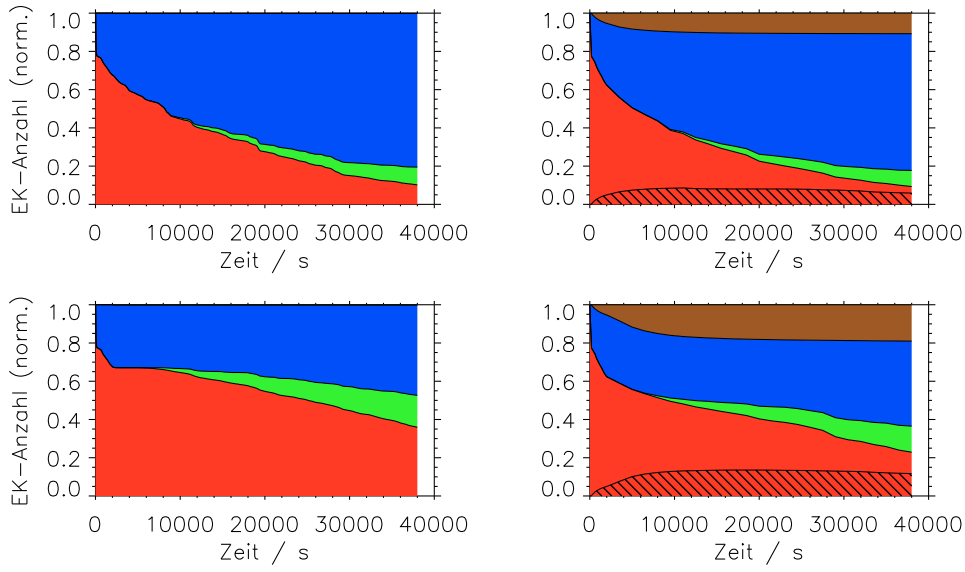


Abb. 4.12: Schematische Darstellungen mikrophysikalischer Verlustprozesse für Eiskristalle einiger Simulationen der Tabelle 4.6 über $t_{disp} = 38000\text{s}$. Die linke Spalte zeigt KS-Referenzläufe ohne Aggregation: **S0-W0** (oben) und **S0-W20k** (unten). Die rechte Spalte zeigt KS-Simulationen mit Aggregation: **AS0-W0** (oben) und **AS0-W20k** (unten). Die Farbkodierung der Flächen folgt der Beschreibung in Tabelle 4.8.

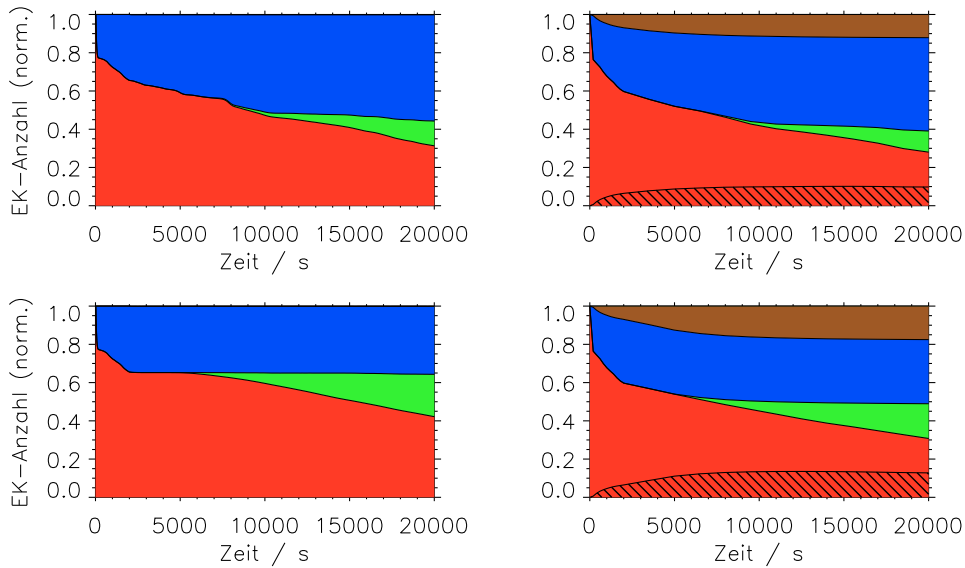


Abb. 4.13: Schematische Darstellungen mikrophysikalischer Verlustprozesse für Eiskristalle einiger Simulationen der Tabelle 4.7 über $t_{disp} = 20000\text{s}$. Die linke Spalte zeigt KS-Referenzläufe ohne Aggregation: **S4-W0** (oben) und **S4-W20k** (unten). Die rechte Spalte zeigt KS-Simulationen mit Aggregation: **AS4-W0** (oben) und **AS4-W20k** (unten). Die Farbkodierung der Flächen folgt der Beschreibung in Tabelle 4.8.

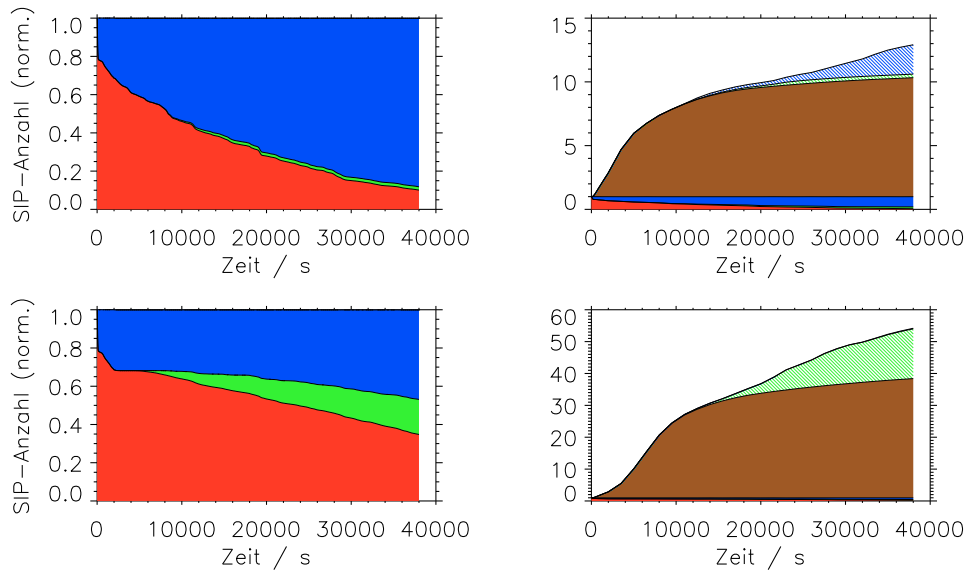


Abb. 4.14: Schematische Darstellungen mikrophysikalischer Verlustprozesse für SIPs einiger Simulationen der Tabelle 4.6 über $t_{disp} = 38000$ s. Die linke Spalte zeigt KS-Referenzläufe ohne Aggregation: **S0-W0** (oben) und **S0-W20k** (unten). Die rechte Spalte zeigt KS-Simulationen mit Aggregation: **AS0-W0** (oben) und **AS0-W20k** (unten). Die Farbkodierung der Flächen folgt der Beschreibung in Tabelle 4.8

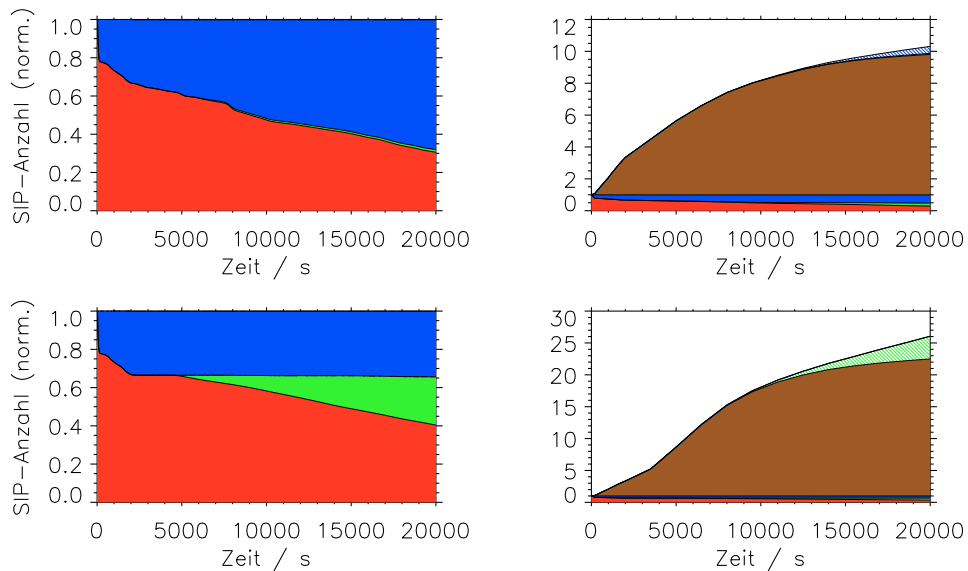


Abb. 4.15: Schematische Darstellungen mikrophysikalischer Verlustprozesse für SIPs einiger Simulationen der Tabelle 4.7 über $t_{disp} = 20000$ s. Die linke Spalte zeigt KS-Referenzläufe ohne Aggregation: **S4-W0** (oben) und **S4-W20k** (unten). Die rechte Spalte zeigt KS-Simulationen mit Aggregation: **AS4-W0** (oben) und **AS4-W20k** (unten). Die Farbkodierung der Flächen folgt der Beschreibung in Tabelle 4.8.

der SIPs diskutiert.

Zunächst ist festzuhalten, dass in Simulationen ohne Aggregation die SIP-Verluste fast ausschließlich der Sublimation zugeordnet werden können (vgl. Grafiken in Abb. 4.14, 4.15). Deutlich weniger als 5 % der SIPs gehen maximal aufgrund der Sedimentation verloren. Im Kontrast zu den Eiskristallen, wo dieser Anteil merklich höher liegt, hat das zur Folge, dass die wenigen aus dem Modellgebiet sedimentierenden SIPs, relativ gesehen, sehr viel mehr EKs transportieren, als die anderen Simulationspartikel. Man erkennt in den Abbildungen 4.14 und 4.15 in welchem Ausmaß neue Aggregat-SIPs durch den Algorithmus erzeugt werden und welcher Anteil sich davon wieder durch Sublimation oder Sedimentation verringert (farbig schraffierte Flächen). Im Vergleich zu der SIP-Anzahl am Beginn der Simulationen sind am Ende (nach 10 h) zwischen der 10-fachen (**AS0-W0**) und knapp 40-fachen (**AS0-W20k**) Menge an Aggregat-SIPs vorhanden. Dabei werden die bereits wieder verloren gegangenen Aggregat-SIPs nicht mitgerechnet. Die vollständige Sublimation der SIP_{agg} erreicht nur bei $w_{syn} = 0$ (**AS0-W0** und **AS4-W0**) einen in den Grafiken sichtbaren Anteil, wobei nach 6 h für beide s -Varianten in etwa 50 % der jeweils initialen SIP-Anzahl verdampft ist (s. blau schraffierte Flächen). Der Feuchtezuwachs beim Aufgleiten durch die vorgegebenen Temperaturabnahmen verhindert weitestgehend die Sublimation der Aggregat-SIPs, deren mittlerer EK-Durchmesser natürlich größer ist als bei den normalen SIPs. Mit dem Aufgleiten gewinnt dagegen die Sedimentation der SIP_{agg} an Bedeutung. Mitunter sind nach 10 h (6 h) 25–30 % (7–12 %) der neu generierten Simulationspartikel bei Windscherung $s = 0$ ($s = 0.004 \text{ s}^{-1}$) an die Sedimentation verloren gegangen.

Ein besserer Vergleich der Aggregationsläufe untereinander ist mit den ab Seite 84 folgenden Abbildungen möglich.

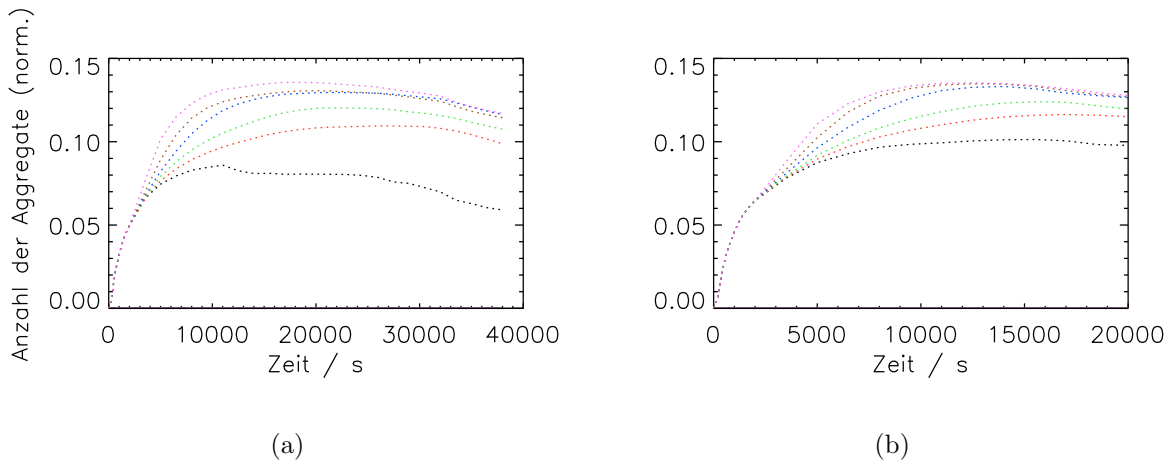


Abb. 4.16: Aggregationsstudie: Normierte EK-Aggregatanzahl N_{agg} im zeitlichen Verlauf bis 38000 s (Scherung $s = 0$) und 20000 s (Scherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$). Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.6 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.7 mit entsprechenden Legenden.

Die EULAG–LCM Simulationen der Tabelle 4.6 zeigen maximale, mit N_0 normierte, EK-Aggregatanzahlen zwischen 8 % (**AS0-W0**) und 13 % (**AS0-W20k**). Zeitlich gesehen

treten die Maxima nicht gleich auf, so liegt es bei der schwarz gepunkteten Kurve bei ca. 10000 s und bei allen anderen erst nach $t_{disp} = 15000$ s. Aufgrund der verschiedenen Verlustprozesse nimmt die Anzahl der Aggregate ab dem Zeitpunkt der Maxima wieder ab. Zum Zeitpunkt 38000 s streuen die relativen Aggregatzahlen von 0.06 bis knapp unter 0.11.

Die einzige auffällige Abweichung zwischen Simulationsgruppe (a) und (b) (s. Tabellen 4.6 und 4.7) für N_{agg} erkennt man bei einer konstant bleibenden Umgebungsfeuchte. Zieht man den Vergleich bei $t_{disp} = 20000$ s heran, beträgt der Unterschied aber gerade mal 2 % (s. Abb. 4.16(a), 4.16(b)). Am Ende der Simulationen treten keine Unterschiede in N_{agg} auf, sofern $w_{syn} \in [5, 10, 20] \text{ cm s}^{-1}$ betrachtet wird. Obwohl eine relativ hohe Aggregationseffizienz verwendet wurde, ist der Verlauf der Anzahl der normierten Aggregate ernüchternd, weil ursprünglich eine stärkere Auswirkung erwartet wurde.

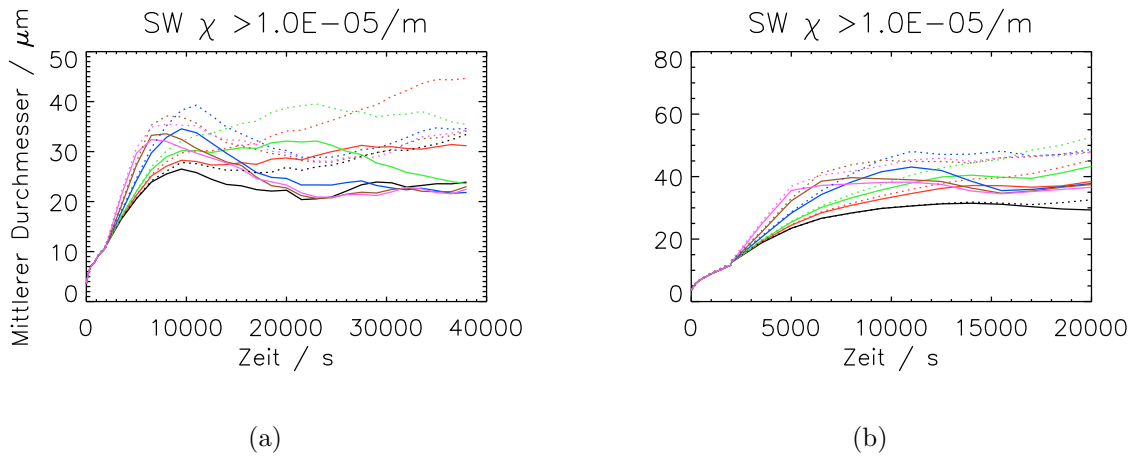


Abb. 4.17: Aggregationsstudie: Mittlerer Durchmesser \bar{D} im zeitlichen Verlauf bis 38000 s (Scherung $s = 0$) und 20000 s (Scherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$). Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.6 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.7 mit entsprechenden Legenden.

Jetzt könnte man davon ausgehen, dass Aggregation wahrscheinlich einen sehr großen Einfluss auf die Eiskristallgröße nimmt und somit der mittlere EK-Durchmesser \bar{D} stark anwächst. Mit Abbildung 4.17 soll dieser Einfluss analysiert werden. Kurzum, die Auswirkung der Aggregation ist zu erkennen. Trotzdem sticht die Sensitivität aus der Gruppe der bisherig untersuchten nicht hervor. In den ersten 80 Minuten (5000 s) der Dispersionsphasen bewirken die Rechnungen mit Aggregation keinen Zuwachs in \bar{D} . Nach ca. 6 Stunden liegen die Zuwachsraten grob bei der Sensitivität innerhalb einer $w_{syn} = 0$ und $w_{syn} = 1 \text{ cm s}^{-1}$ Studie. Die Simulationsgruppe (a) hat beim kontinuierlichem Aufgleitprozess mit Aggregation den maximalen EK-Durchmesser $\bar{D} = 45 \mu\text{m}$ am Ende vom $W_{t,syn}$ Intervall. Bei Scherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$ ist der Effekt der kontinuierlichen Feuchtezunahme nicht so stark ausgeprägt, aber rein qualitativ ist sogar die Sensitivität der Windscherung auf die Werte des mittleren Durchmessers höher als die der Aggregation. Veranschaulicht wird dies z. B. durch die roten Kurven (Zeitpunkt: 20000 s), wo Unterschiede von $15 \mu\text{m}$ zwischen den Scherungsfällen auftreten aber nur $5\text{--}10 \mu\text{m}$ unter den $A \equiv 0$ und $A \equiv 1$

Varianten.

Unterschiede in der Gesamtextinktion bei **AS4-W0** bis **AS4-W20k** im Vergleich zu **S4-W0** bis **S4-W20k** sind im Zeitraum 0–12000 s praktisch nicht vorhanden und auch bis Simulationseende kaum als erwähnenswert zu bezeichnen (Abb. 4.18(b)). Sobald ohne Scherung simuliert wird, werden jedoch Differenzen sichtbar, die sich mit der Zeit ausweiten.

Die größten Unterschiede (jeweils ca. Faktor 2) zeigen die Simulationen am Schluss der Dispersionsphasen. Sofort nachdem das Aufgleiten stoppt, brechen die Extinktionswerte der KS ein. Extrapoliert man die Kurven weiter in die Zukunft, ist es wahrscheinlich, dass sich die Lebenszeit der Kondensstreifen durch Aggregation leicht verlängern könnte. Dafür dürfte aber die Sedimentation im weiteren Verlauf der Kondensstreifenleben nicht überhand nehmen.

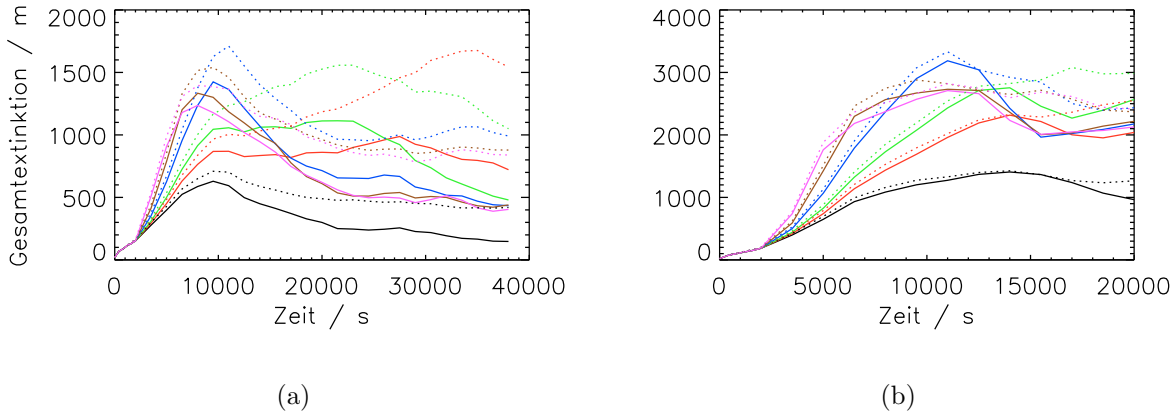


Abb. 4.18: Aggregationsstudie: Gesamtextinktionen im zeitlichen Verlauf bis 38000 s (Scherung $s = 0$) und 20000 s (Scherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$). Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.6 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.7 mit entsprechenden Legenden.

Normalerweise wird die optische Dicke einer Wolke reduziert, sobald sich weniger kleine Teilchen in ihr befinden. Die Streuung von Sonnenlicht wird jedoch von den großen EK-Aggregaten derart beeinflusst, dass die Extinktion an den EK-Polymeren stark zunimmt. Ohne Windscherung bleibt der KS kompakter. Demnach treten die Strahlungseffekte dort deutlicher hervor.

Kollisionshäufigkeiten von Eispartikeln

Der Parameter I_{AGG} gibt Aufschluss über die Häufigkeit von EK- oder SIP-Kollisionen. Die genaue Anzahl der Kollisionen ist aber durch $N_{col} = I_{AGG} - 1$ gegeben, da das Modell die reinen, nicht kollidierten Eisteilchen mit dem Parameterwert $I_{AGG} = 1$ zählt. Wichtig ist noch, dass, wenn jetzt im Folgenden von Kollisionen die Rede ist, immer solche Kollisionen gemeint sind, die auch erfolgreiche Verklebungen der EKs zur Folge haben. Durch

I_{AGG} kann auch nicht auf die Anzahl der einzelnen Eiskristalle pro Aggregat geschlossen werden, da I_{AGG} nur die Tiefe des Kollisionsstammbaums angibt. D. h. : Treffen zum Beispiel zwei Aggregate mit $I_{AGG} = 3$ und $I_{AGG} = 5$ aufeinander und aggregieren erfolgreich, erhält das neue Aggregat den I_{AGG} Wert 6. Dieses Aggregat ist aus insgesamt 6 Kollisionen entstanden. Aber es besteht jetzt aus mindestens 8 ehemals separaten Eiskristallen. Demnach ist I_{AGG} die maximale Anzahl an Kollisionen, die ein Eiskristall innerhalb des Aggregats erfahren hat. Die Häufigkeit der auftretenden I_{AGG} -Werte wird nun anhand von vier KS-Simulationen untersucht. Es werden zwei verschiedene Scherungen betrachtet und pro Scherung je eine Simulation mit und ohne Aufgleiten ($w_{syn} \in [0, 20] \text{ cm s}^{-1}$). In der logarithmischen Darstellung der Häufigkeitsachse erkennt man in den Teil1-Simulationen zum Zeitpunkt $t_{disp} = 400 \text{ s}$ keine Unterschiede (Aufgleiten erst ab 2000 s). Die Aggregate mit den meisten Kollisionen sind insgesamt fünf mal mit anderen Teilchen erfolgreich zusammengestoßen ($I_{AGG} = 6$). Erhöht sich I_{AGG} um 1 dann nimmt die Anzahl der EKs, die den entsprechenden I_{AGG} Wert tragen, um 1.5 bis 2 Größenordnungen ab.

Zum Zeitpunkt $t_{disp} = 3500 \text{ s}$ werden beim Vergleich der Simulationen mit Scherung $s = 0$ und $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$ Abweichungen bei höheren N_{col} Zahlen erkennbar. Diese Unterschiede sind aber irrelevant, weil möglicherweise nur die Aggregation einzelne SIPs dafür verantwortlich ist. Kurze Zeit später könnte die Häufigkeitsverteilung bei großen I_{AGG} -Zahlen dennoch wieder ganz anders aussehen. Von dem, was in Abbildung 4.19 zu sehen ist, ist letztendlich nur der mit der Zeit abfallende Gradient in der Häufigkeitstreppe von Bedeutung. Die Größenunterschiede zwischen den roten Balken (reinen EKs) und z. B. den blauen Balken (EK-Anzahl mit $I_{AGG} = 5$) nehmen mit voranschreitender Simulationszeit t_{disp} stetig ab, solange die Aggregation noch keine Sättigung erreicht hat. Auf diesen Prozessverlauf zeigen weder das synoptisch-skalige Aufgleiten, noch die Windscherung eine spürbare Auswirkung.

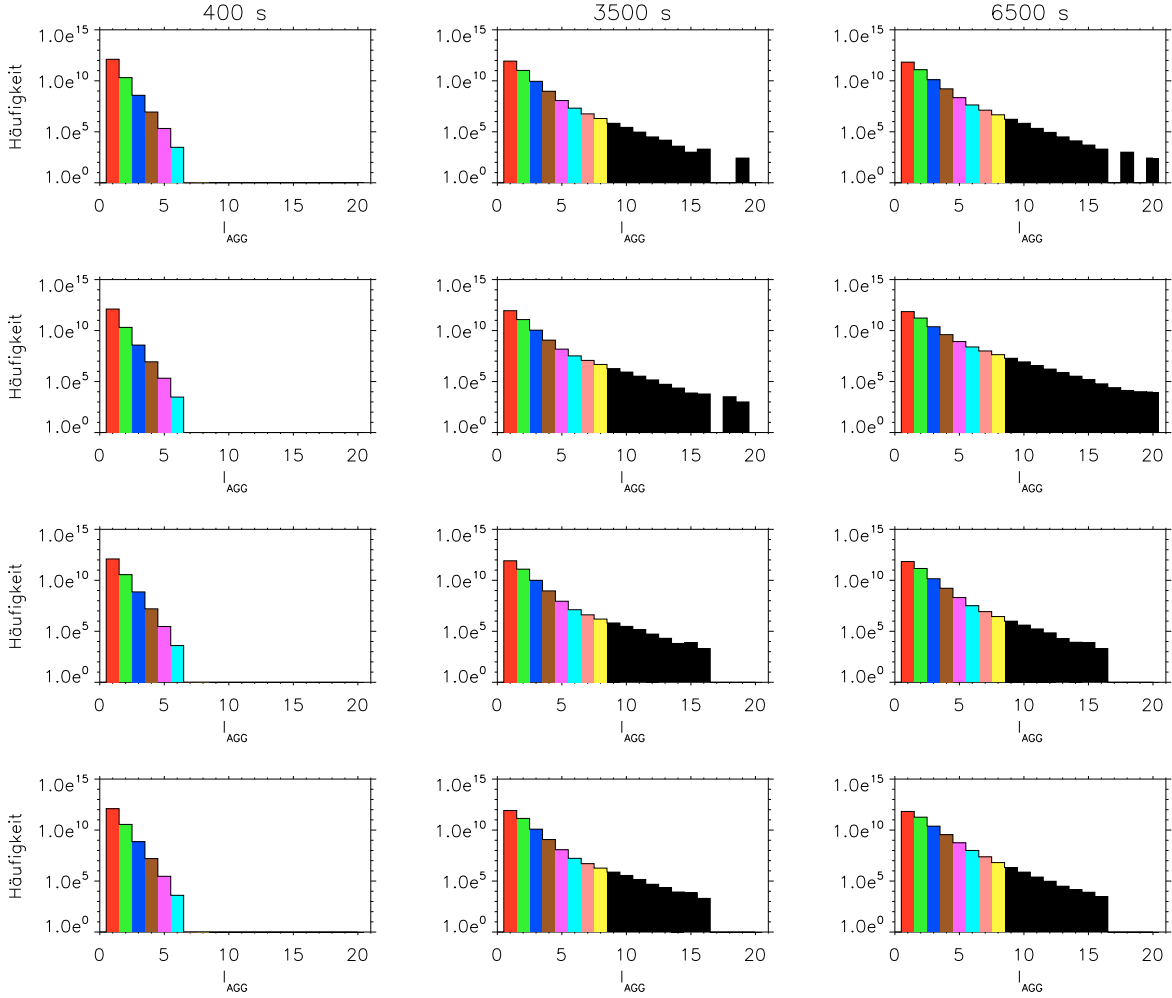


Abb. 4.19: Aggregationsstudie: Anzahl von EKs mit bestimmtem I_{AGG} -Parameter zu den Zeitpunkten 400 s (links), 3500 s (mitte) und 6500 s (rechts) bei den Simulationen **AS0-W0** (1. Reihe), **AS0-W20k** (2. Reihe), **AS4-W0** (3. Reihe) und **AS4-W20k** (4. Reihe), s. Tabellen 4.6 und 4.7. Rote Balken: Reine Eiskristalle; Grüne Balken: Aggregate aus einer Kollision (alle N_{agg} dieser Gruppe tragen exakt 2 Eispartikel); Blaue Balken: Aggregate aus zwei Kollision (alle N_{agg} dieser Gruppe tragen mindestens 3 Eispartikel); usw.

4.2 Numerische Sensitivitäten

Es ist nicht nur aufschlussreich zu sehen, wie Kondensstreifen von physikalischen Bedingungen abhängen (Realität & Simulation), sondern auch welche numerischen Parameter auf eine KS-Simulation einwirken. Darum werden zum einen Kondensstreifen am Anfang der Dispersionsphasensimulationen mit verschiedenen großen SIP-Anzahlen N_{sip} initialisiert (Kap. 4.2.1). Zum anderen wird die Abhängigkeit der Maschenweite im Modellgebiet auf die KS-Eigenschaften untersucht (Kap. 4.2.2). Da man sich auf 2-D Simulation beschränkt, werden dazu die Modellparameter dx_2 und dz_2 in den Teil2-Simulationen systematisch verändert.

4.2.1 Variationen der SIP-Anzahl

Eine direkte Steuerung der anfänglichen SIP-Anzahl ist im EULAG–LCM Modell nicht möglich. $N_{sip,0}$ (SIP-Anzahl zum Zeitpunkt $t_{disp} = 0$) kann aber über den Parameter RN_L , der die maximal zulässige EK-Anzahl pro SIP angibt, gesteuert werden. Standardmäßig ist RN_L auf $5 \cdot 10^6$ gesetzt. Wählt man einen kleineren Wert, dann sind weniger Eiskristalle pro SIP zugelassen und dementsprechend müssen sich die EKs auf mehr SIPs verteilen.

Vorweg gesagt hängt das Ausmaß der Aggregation im Kondensstreifen trotz der Berechnungen mit dem neuen Hybrid-Algorithmus mit einer hohen Sensitivität von der SIP-Anzahl ab. Bei der Einführung des neuen Aggregationsalgorithmus bestand die Hoffnung die SIP-Abhängigkeit der Ergebnisse zu reduzieren. In 4.2.1 diesem Kapitel werden die SIP-Abhängigkeiten der beiden Aggregationsschemata verglichen.

KS-Sensitivität durch SIP-Anzahlvariation ohne Aggregation

Die Tabelle 4.9 stellt die simulierten Kondensstreifen mit den RN_L und korrespondierenden $N_{sip,0}$ Werten vor. Die Untersuchungen werden bei zwei relativen Umgebungsfeuchten vorgenommen. Alle bisherigen Modellläufe sind mit $RN_L = 5 \cdot 10^6$ gestartet worden. Je nach Feuchte liegen am Anfang der Dispersionsphasensimulationen ca. zwischen 10^4 – $3.8 \cdot 10^6$ Simulationspartikel vor.

Kürzel	Linienfarbe	Linienmuster	RN_L	$N_{sip,0}$
s23-sip1	schwarz	gepunktet	$5 \cdot 10^6$	103293
s23-sip2	grün		$5 \cdot 10^5$	779611
s23-sip3	rot		$1 \cdot 10^5$	3798010
s25-sip1	lila	durchgezogen	$2 \cdot 10^8$	43559
s25-sip2	braun		$5 \cdot 10^7$	67502
s25-sip3	blau		$2 \cdot 10^7$	117789
s25-sip4	schwarz		$5 \cdot 10^6$	374781
s25-sip5	grün		$5 \cdot 10^5$	3480960

Tab. 4.9: SIP-Anzahl: Abkürzungen für KS-Simulationen ohne Aggregation bis $t_{disp} = 20000$ s bei Scherung $s = 0$, Flughöhentemperatur $T_F = 217$ K und zwei Umgebungsfeuchten $RH_i^* = 105$ (**s23-sip1** bis **s23-sip3**) und 120 % (**s25-sip1** bis **s25-sip5**). Die Linienfarbe und das Linienmuster charakterisiert die Modellsimulation.

Den weiteren Verlauf der jeweiligen SIP-Anzahlen sieht man in Abbildung 4.20(a). Exemplarisch gehen bei **s25-sip5** in sechs Stunden $2.6 \cdot 10^6$ SIPs verloren. Eine Verdopplung der SIP-Anzahl zu Beginn der Teil2-Simulation wird aus Gründen der Rechenperformance nicht durchgeführt. Gleiches gilt für die **s23-sip3** Simulation. Von Grund auf überleben bei niedrigeren Wasserdampfübersättigungen bzgl. Eis weniger Eiskristalle die KS-Wirbelphase. Schließlich verteilen sich die EKs bei $S_i = 5$ % und sonst gleichen atmosphärischen Modellbedingungen auf weniger als ein Drittel der SIP-Zahlen wie bei einer 15 % höheren Übersättigung. Je weniger Simulationspartikel zum Zeitpunkt t_{disp}

im Modellgebiet transportiert werden, desto geringer ist deren Verlustrate in der Teil2-Simulation. Die SIPs mit wenigen Eisteilchen kommen seltener vor, was zu einer kleineren Sublimationsrate führt.

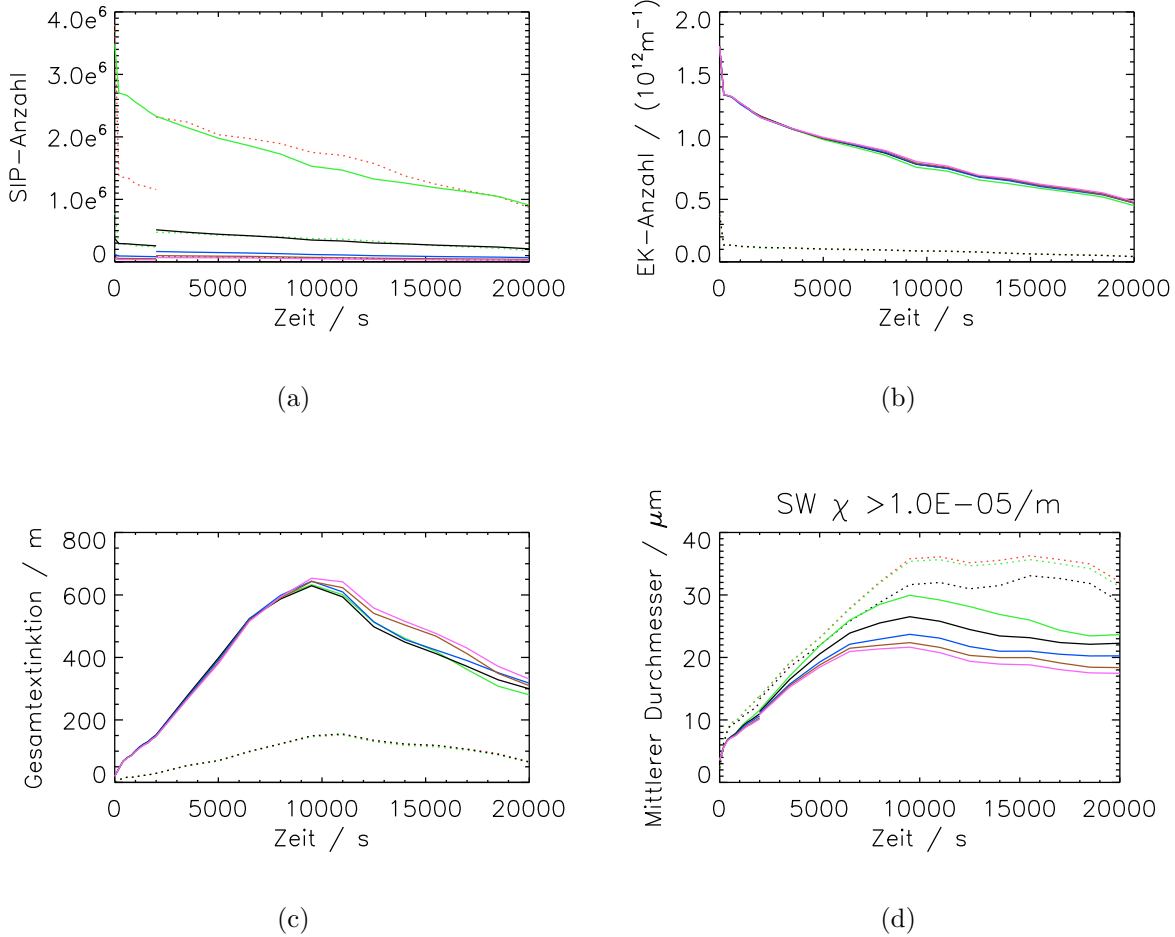


Abb. 4.20: SIP-Anzahlvariation ohne Aggregation: SIP-Anzahl (a), EK-Anzahl (b), Gesamtextinktion (c) und mittlerer EK-Durchmesser (d) im zeitlichen Verlauf bis 20000s. Pro Grafik sind jeweils acht Kurven, entsprechend den KS-Simulationen in Tabelle 4.9, dargestellt.

Die Vergrößerung der SIP-Anzahl bei $S_i = 5\%$ (gepunktete Kurven) zeigt keinerlei signifikante Veränderungen in den optischen und geometrischen KS-Eigenschaften. Während sich für den EK-Anzahlverlauf ebenfalls nichts verändert, erhöht sich der mittlere Durchmesser maximal um $5 \mu\text{m}$ ($t_{disp} = 10000 \text{ s}$), wenn man $N_{sip,0} \approx 10^5$ mit Faktor 38 multipliziert. Die Kurvenverläufe lassen in Kombination mit $N_{sip,0}$ darauf schließen, dass eine Verkleinerung von RN_L den EK-Durchmesser \bar{D} sättigt. Nimmt RN_L von $5 \cdot 10^6$ um eine Größenordnung ab, dann sind die relativen Auswirkungen auf \bar{D} bei beiden Simulationsgruppen (Tab. 4.9) ähnlich. Die Abstände zwischen den schwarzen und grünen Linien der jeweiligen Muster sind im zeitlichen Verlauf vergleichbar groß.

Die Kurven der Simulationen **s25-sip1**, **s25-sip2**, **s25-sip3**, **s25-sip4** und **s25-sip5**

bleiben bei N (s. Abb. 4.20(b)) über den gesamten Simulationszeitraum, bei E über 8000 s, kompakt beieinander. Zu späteren Zeiten wirken sich höhere Anzahlen an SIPs leicht verstärkend auf die optischen Größen, aber abschwächend auf den mittleren EK-Durchmesser aus. Die größten Differenzen übersteigen jedoch 50 m (E) und $10 \mu\text{m}$ (\bar{D}) nicht. Als Erklärungsmöglichkeit, warum \bar{D} mit abnehmender SIP-Anzahl sinkt, könnte folgende logische Kausalkette dienen:

- Weniger SIPs \Rightarrow Mehr EKs pro SIP im Mittel.
- \Rightarrow Räumliche Trennung der EKs im Mittel geringer.
- \Rightarrow Konkurrenz um überschüssigen Wasserdampf steigt.
- \Rightarrow Pro EK wird im Mittel weniger H_2O abgebaut.
- \Rightarrow Der mittlere Durchmesser \bar{D} sinkt.

KS-Sensitivität durch SIP-Anzahlvariation mit Aggregation

Ausgehend vom Referenzlauf mit Aggregation beginnt die Studie mit der SIP-Anzahlvariation für den Hybrid-Aggregationsalgorithmus (HA; vgl. **HA-sip1** bis **HA-sip4** in Tab. 4.10). Die gleichen $N_{sip,0}$ Varianten werden auch mit dem Partikel-Partikel-Aggregationsalgorithmus (PA) (Sölch und Kärcher, 2010) gerechnet (vgl. **PA-sip1** bis **PA-sip4** in Tab. 4.10). Damit ist eine gute Vergleichsmöglichkeit der beiden Implementierungen gegeben.

Kürzel	Linienfarbe	Linienmuster	RN_L	$N_{sip,0}$	Aggregationsalgorithmus
PA-sip1	blau	gepunktet	$1 \cdot 10^7$	203188	Partikel-Partikel
PA-sip2	schwarz		$5 \cdot 10^6$	374781	
PA-sip3	grün		$1 \cdot 10^6$	1754590	
PA-sip4	rot		$5 \cdot 10^5$	3480960	
HA-sip1	blau	durchgezogen	$1 \cdot 10^7$	203188	Hybrid
HA-sip2	schwarz		$5 \cdot 10^6$	374781	
HA-sip3	grün		$1 \cdot 10^6$	1754590	
HA-sip4	rot		$5 \cdot 10^5$	3480960	

Tab. 4.10: *SIP-Anzahl Aggregation: Abkürzungen für KS-Simulationen mit Aggregation bis $t_{disp} = 38000\text{ s}$ bei Scherung $s = 0$, Umgebungsfeuchte $RH_i^* = 120\%$ und Flughöhentemperatur $T_F = 217\text{ K}$ (**s25-s0**). Die Linienfarbe und das Linienmuster charakterisiert die Modellsimulation.*

Wenn man den Verlauf der SIP-Anzahl (Abb. 4.21(a)) verfolgt, dann erkennt man, dass beim PA keine neuen SIPs generiert werden. Nur beim Übergang zur Teil2-Simulation wird die Anzahl verdoppelt, was beim HA entfällt. Über große Strecken der Simulationszeiträume und vor allem zu späteren Zeitpunkten der Dispersionsphase sind bei der HA Simulationsgruppe bedeutend mehr SIPs vorhanden. Die SIP-Profile in Abbildung 4.22 signalisieren, dass die höchsten SIP-Konzentrationen bis $t_{disp} = 6\text{ h}$ immer über oder nahe der 1000 m Modellhöhenmarke auftreten. Unterschiede zwischen den SIP-Variationen eines Aggregationsalgorithmus und zwischen den Algorithmen werden in den

Teil1-Simulationen nicht beobachtet. Die späteren dargestellten Zeitpunkte kennzeichnen sich durch eine kontinuierlich Vergrößerung der Abweichungen. Im Fallstreifen der Zeitpunkte 6500 s und 11000 s (s. Grafiken 4.22(c), 4.22(d)) bricht der Standardlauf **HA-sip2** aus der HA Gruppe der KS-Simulationen aus, obwohl $N_{sip,0}$ einen mittleren Wert aus der Gruppe hat. Zum Beispiel hat diese Simulation in Grafik 4.22(c) auf $H = 500$ m ca. 10^4 SIPs weniger als die drei anderen.

Benutzt man für die Aggregationsberechnungen den HA, entstehen mehr EK-Aggregate. Zwischen **HA-sip2** und **PA-sip2** hat man z. B. nach 6 Stunden Simulieren eine Differenz von 0.03 %, bezogen auf die anfängliche EK-Anzahl. Unter der HA Gruppe schwächt sich die SIP-Abhängigkeit der Aggregate bei niedrigen RN_L Werten ab. Während die PA Gruppe von Simulation **PA-sip4** auf **PA-sip3** zu allen Zeitpunkten ein verdoppeltes N_{agg} zeigt, hat **HA-sip3** nur maximal ca. 50 % mehr Aggregate als **HA-sip4**. Trotzdem ist die SIP-Abhängigkeit beim neuen Algorithmus immer noch sehr hoch und es stellt sich die Frage, inwieweit sich das auf die KS-Eigenschaften auswirkt. Für die in dieser Untersuchung variierten RN_L Modellparameterwerte lassen sich noch keine Sättigungseffekte in N_{agg} ausmachen. Die Simulationen mit den geringsten SIP-Anzahlen lassen die meisten EK-Aggregate entstehen (höchstens 10 bzw. 6 % von N_0 , blaue durchgezogene bzw. gepunktete Linie in Abb. 4.21(b)). Die Sublimationsrate der EK-Aggregate scheint allerdings mit einer größer werdenden SIP-Anzahl gegen eine untere Schranke zu laufen. Denn obwohl sich $N_{sip,0}$ verdoppelt, liegen die roten und grünen Kurven fast aufeinander. Geht man von den blauen zu den grünen Kurven, findet nicht einmal eine Verdopplung statt und trotzdem liegen die Kurven der HA Gruppe am Ende der Simulationsphase um $0.02 \cdot N_0$ auseinander. Momentan ist keine Erklärung für die bei **HA-sip2** erhöhten, sublimierten ($t_{disp} > 0$) und sedimentierten ($25000 \text{ s} < t_{disp} < 38000 \text{ s}$) EK-Aggregatzahlen offensichtlich. Im Vergleich zu identischen RN_L Werten, ist die Sublimation und Sedimentation von N_{agg} beim Hybrid-Algorithmus größer.

Auf die Gesamttextinktion E der Kondensstreifen wirken sich die Effekte der unterschiedlichen Aggregationsalgorithmen und der SIP-Anzahl erst in der fortgeschrittenen Dispersionsphase aus. Die größten Spannweiten der E -Werte treten am Simulationsende auf und sind 250 m groß (s. Abb. 4.21(e)). Im Schnitt kommen für die HA Simulationen bei E die höheren Werte heraus. Im Großen und Ganzen hat die Aggregation, so wie sie momentan in den Modellen implementiert ist, eine geringe Auswirkung auf großflächige KS-Eigenschaften und ist zudem von den SIPs abhängig. Jedoch lässt sich an dieser Stelle keine direkte SIP-Tendenz (mit zu- oder abnehmendem $N_{sip,0}$) ausmachen (vgl. Abb. 4.21(b)).

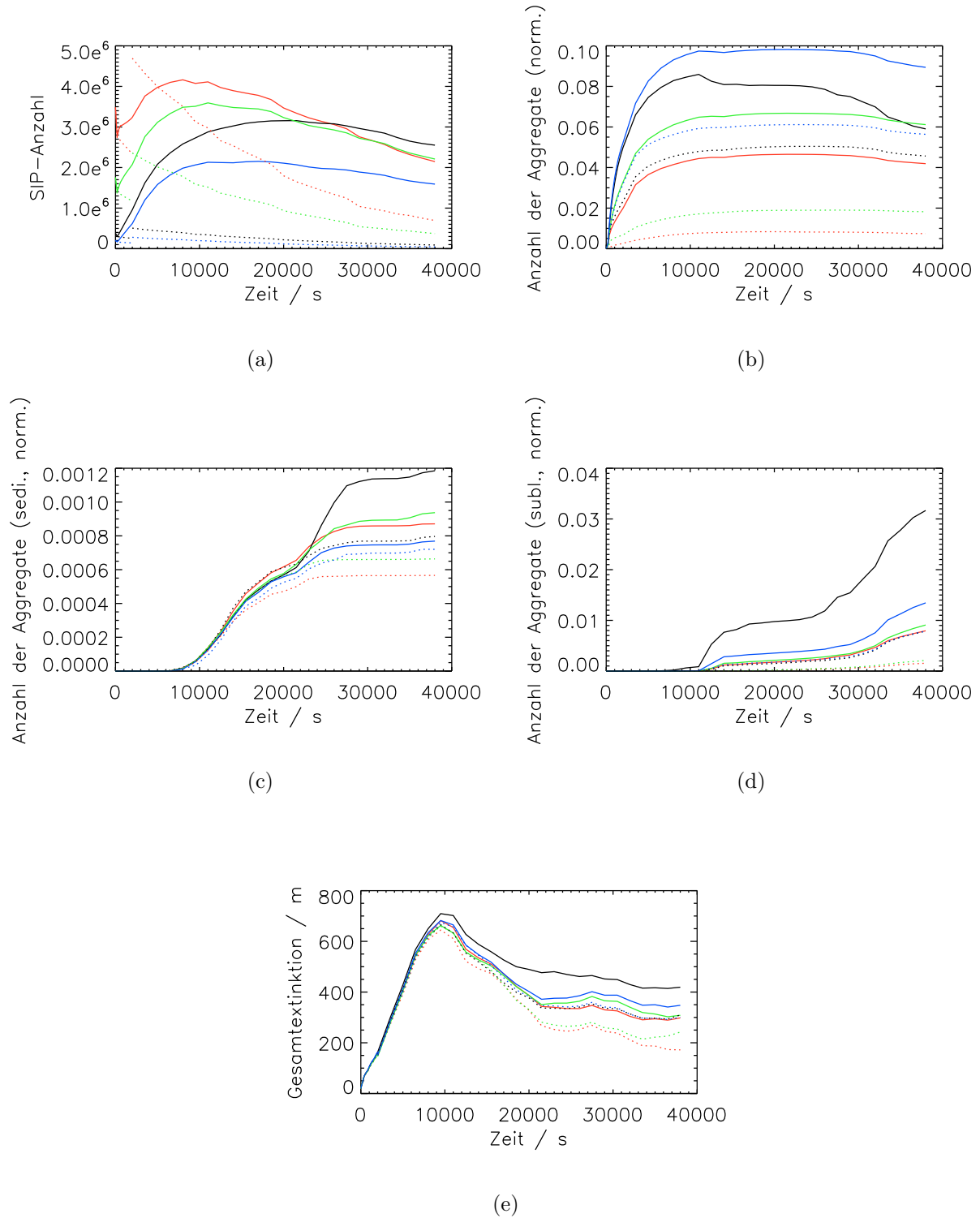


Abb. 4.21: SIP-Anzahlvariation mit Aggregation: SIP-Anzahl (a), aggregierte EK-Anzahl (norm.) (b), sedimentierte aggregierte EK-Anzahl (norm.) (c), sublimierte aggregierte EK-Anzahl (norm.) (d) und Gesamtextinktion (e) im zeitlichen Verlauf bis 38000s. Pro Grafik sind jeweils acht Kurven, entsprechend den KS-Simulationen in Tabelle 4.10, dargestellt.

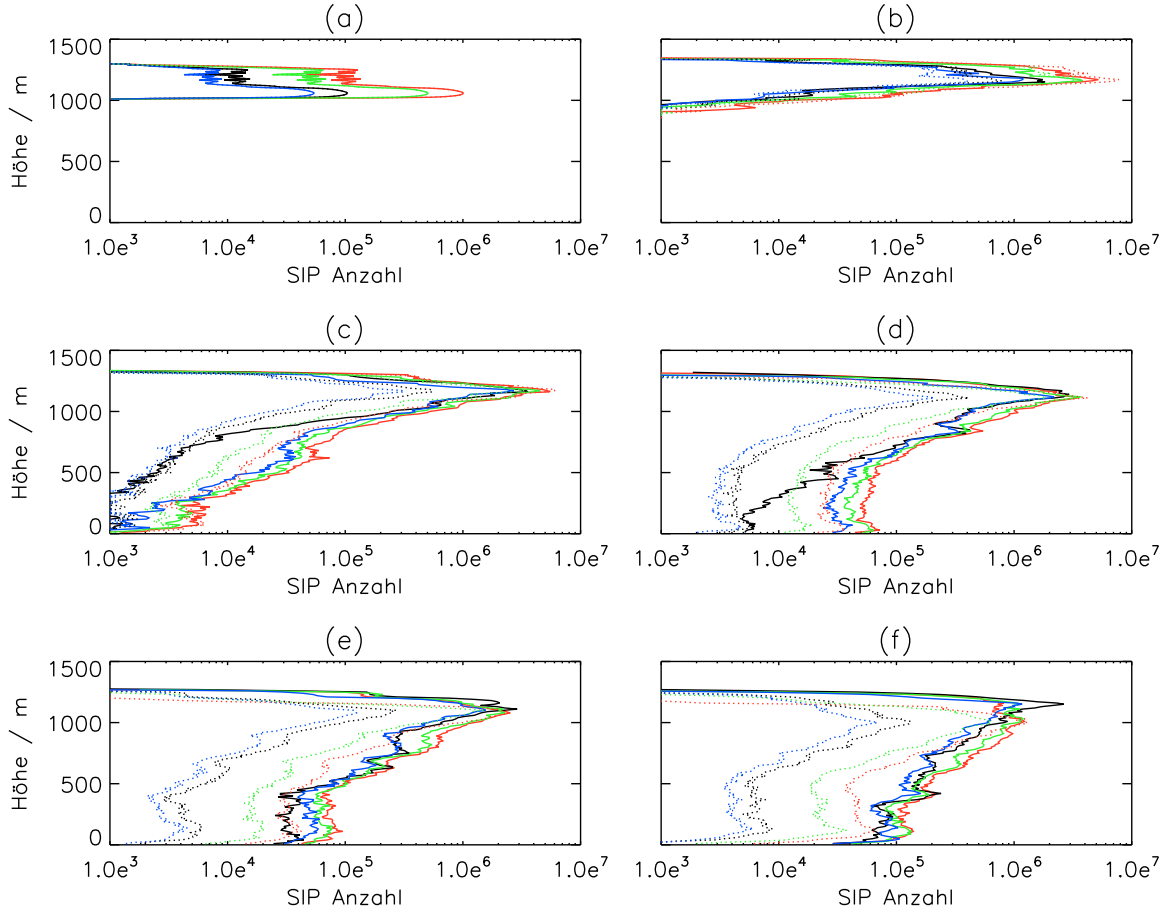


Abb. 4.22: *SIP-Anzahlvariation mit Aggregation: SIP-Anzahlprofile zu den Zeitpunkten (t_{disp}) 0 s (a), 2000 s (b), 6500 s (c), 11000 s (d), 15500 s (e) und 20000 s (f). Pro Grafik sind jeweils acht Kurven, entsprechend den KS-Simulationen in Tabelle 4.10, dargestellt.*

4.2.2 2-D Gitterweitenabhängigkeit der Simulationen

Abschließend wird die Reaktion der EULAG–LCM Simulationsergebnisse auf Veränderungen der Gitter- bzw. Maschenweite im Modell untersucht. Hierbei findet eine systematische Variation der Modellparameter dx_2 und dz_2 in den Teil2-Simulationen statt. Die Studie enthält Simulationen mit Windscherung $s = 0$ sowie $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$ und je ein bzw. kein synoptisches Aufgleitszenario ($w_{syn} = 1 \text{ cm s}^{-1}$). In den Tabellen mit den Simulationsabkürzungen (Tab. 4.11 und 4.12) wird das Aufgleiten nicht extra behandelt. Wegen der großen Anzahl an Simulationen sind die Muster und Farben der Kurven in den Abbildungen nicht abgeändert worden. Weitestgehend ist eine Abtrennung zwischen Aufgleiten und Nicht-Aufgleiten durch vertikale Abstände der Kurven gleicher Farbe und Muster in den Grafiken möglich. Nur in der Abbildung 4.24(b) können die $w_{syn} = 1 \text{ cm s}^{-1}$ Fälle nicht zugeordnet werden.

Insgesamt werden drei Kategorien von Modellgittern verwendet. Die erste Kategorie hat

in x- und z-Richtung die gleiche Maschenweite ($dx_2 = dz_2$), in der zweiten ist die Maschenweite in z-Richtung immer um 5 m größer als in x-Richtung ($dz_2 = dx_2 + 5$ m) und bei der dritten ist letzteres spiegelverkehrt ($dx_2 = dz_2 + 5$ m). Unter der letzten Kategorie befinden sich auch der Lauf mit den Standardmaschenweiten der bisherigen KS-Simulationen (**S0-X15Z10** bzw. **S4-X15Z10**). In jeder Kategorie gibt es drei oder vier Modellsimulationen, in denen nacheinander die Gitterweiten um 5 m zunehmen.

Kürzel	Linienfarbe	Linienmuster	dx_2 in m	dz_2 in m
S0-X5Z5	rot	durchgezogen	5	5
S0-X10Z10		gepunktet	10	10
S0-X15Z15		gestrichelt	15	15
S0-X20Z20		punkt-gestrichelt	20	20
S0-X5Z10	grün	durchgezogen	5	10
S0-X10Z15		gepunktet	10	15
S0-X15Z20		gestrichelt	15	20
S0-X10Z5	schwarz	durchgezogen	10	5
S0-X15Z10		gepunktet	15	10
S0-X20Z15		gestrichelt	20	15

Tab. 4.11: Gitterweitenstudie: Abkürzungen für KS-Simulationen bis $t_{disp} = 38000$ s bei Scherung $s = 0$, Flughöhentemperatur $T_F = 217$ K und der Umgebungsfeuchte $RH_i^* = 120$ %. Die Linienfarbe und das Linienmuster charakterisiert die EULAG–LCM Modellsimulation.

Kürzel	Linienfarbe	Linienmuster	dx_2 in m	dz_2 in m
S4-X5Z5	rot	durchgezogen	5	5
S4-X10Z10		gepunktet	10	10
S4-X15Z15		gestrichelt	15	15
S4-X20Z20		punkt-gestrichelt	20	20
S4-X5Z10	grün	durchgezogen	5	10
S4-X10Z15		gepunktet	10	15
S4-X15Z20		gestrichelt	15	20
S4-X10Z5	schwarz	durchgezogen	10	5
S4-X15Z10		gepunktet	15	10
S4-X20Z15		gestrichelt	20	15

Tab. 4.12: Gitterweitenstudie: Abkürzungen für KS-Simulationen mit $12000 \text{ s} \leq t_{disp} \leq 38000 \text{ s}$ bei Scherung $s = 4 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$, Flughöhentemperatur $T_F = 217$ K und der Umgebungsfeuchte $RH_i^* = 120$ %. Die Linienfarbe und das Linienmuster charakterisiert die EULAG–LCM Modellsimulation.

Das Aufgleiten reduziert sowohl bei Scherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$ als auch bei $s = 0$ die Varianz im Verlauf der Eiskristallanzahl. Eine erkennbare Tendenz ist, dass zu späteren Zeiten ($t_{disp} > 22000$ s) im linken Bild (Abb. 4.23(a)) die Varianz durch die extremen Maschenweiten der Simulationen **S0-X5Z5** und **S0-X20Z20** bestimmt wird. Maximal

sind beim Lauf mit den kleinsten Gitterweiten um $0.2 \cdot 10^{12}$ mehr Eiskristalle anzutreffen ($t_{disp} \approx 23000$ s), als beim Lauf mit den größten Gitterweiten.

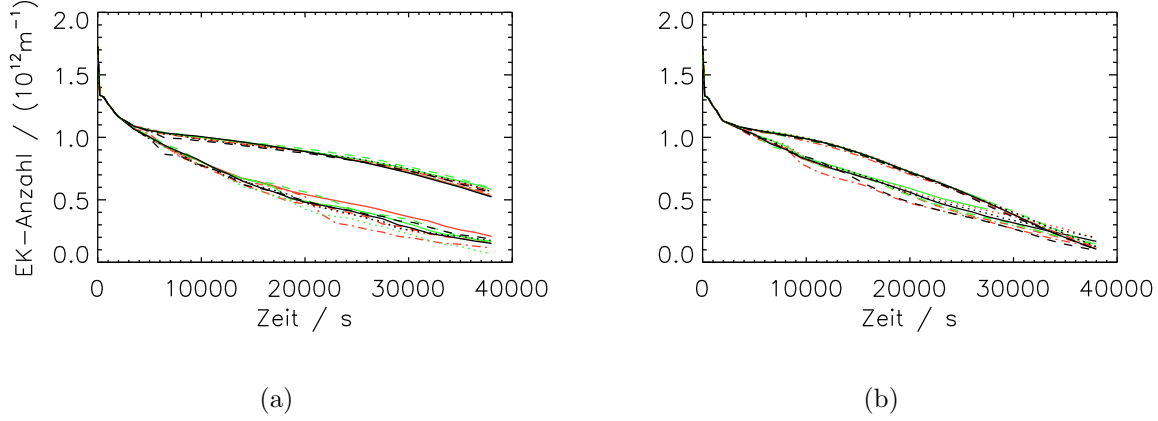


Abb. 4.23: Studie über Gitterweitenabhängigkeit: EK-Anzahl N im zeitlichen Verlauf. Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.11 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.12 mit den entsprechenden Legenden. Zusätzlich sind die selben Modellläufe nochmals mit dem konstanten Aufgleitszenario $w_{syn} = 1 \text{ cm s}^{-1}$ gerechnet worden. Dabei bleiben die Legenden identisch. Die Aufgleitgruppen sind, wenn möglich, an der räumlichen Trennung der Kurven zu identifizieren.

Desweiteren werden folgende KS-Eigenschaften diskutiert: Querschnittsfläche F , prädominanter Eiswassergehalt $IWC_{prä}$, prädominante optische Dicke $\tau_{prä}$, Gesamttextinktion E . Bei diesen Größen ist öfters eine Tendenz des Linienmusters der Kurven festzustellen, aber keine Tendenz in der Farbe. Mit Tendenz meint man hier die Separation der Simulationskurven nach einem logischen Muster (vgl. Tabellen 4.11 und 4.12). Die Aufgleitsimulationen ohne Scherung zeigen sich bei der Querschnittsfläche durch einen Anstieg in der Fläche F . Generell werden die KS-Querschnittsflächen mit wachsenden dx_2 und dz_2 Werten größer. Die starke Abhängigkeit der KS-Querschnittsfläche von der Maschenweite setzt sich bei Abbildung 4.24(b) fort. Aus Rechenzeitgründen können die kleinmaschigen KS-Läufe bei stärkerer Windscherung und dementsprechender großer Gebietsbreite nicht bis $t_{disp} = 38000$ s durchgerechnet werden. Je kleiner die Gitterweiten sind, desto schärfer kann der Kondensstreifen durch den Extinktionsschwellwert eingegrenzt werden und desto kompakter erscheint er in der Flächendarstellung (s. Abb. 4.24). Mit zusätzlicher vertikaler Windscherung reagiert F sensibler.

Das Gewirr an Kurven, die den Verlauf des $IWC_{prä}$ zeigen, macht eine Analyse schwierig (s. Abb. 4.25). Aber der wichtige Punkt, den man daran aufzeigen kann, ist erkenntlich. Nähern sich die Maschenweiten der Teil2-Simulationen kontinuierlich an die Maschenweiten der Teil1-Simulationen an, dann wird der Sprung im prädominanten Eiswassergehalt stetig reduziert. Schließlich verschwindet der Sprung, sobald sich die Gitterweiten beim Übergang zur Teil2-Simulation nicht verändern und $dx_1 = dx_2$ sowie $dz_1 = dz_2$ gilt (rote durchgezogene Linien schließen direkt an die schwarzen Linien der Teil1-Simulationen an). Die Erklärung dazu ist im Anhang zu finden (Kapitel A). Ferner kann an den Po-

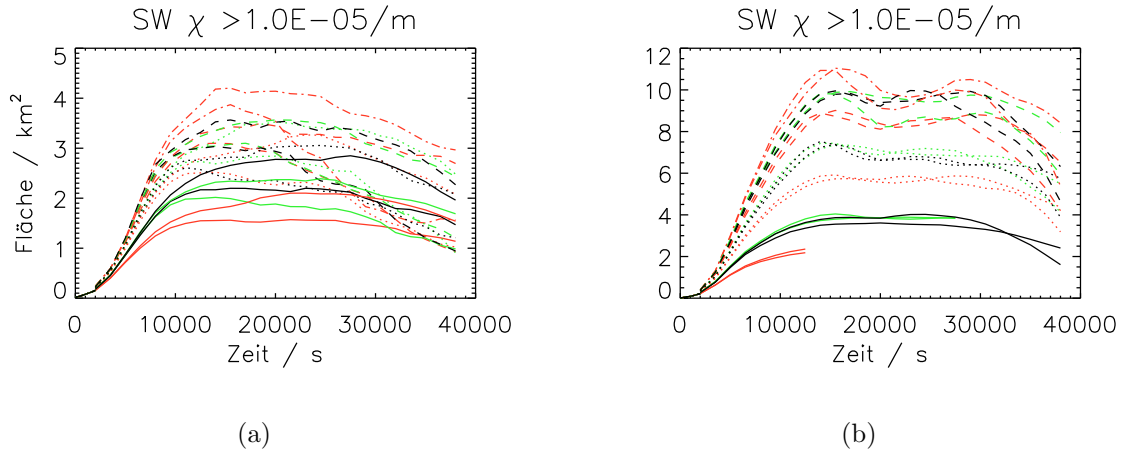


Abb. 4.24: Studie über Gitterweitenabhängigkeit: EK-Anzahl N im zeitlichen Verlauf. Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.11 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.12 mit den entsprechenden Legenden. Zusätzlich sind die selben Modellläufe nochmals mit dem konstanten Aufgleitszenario $w_{syn} = 1 \text{ cm s}^{-1}$ gerechnet worden. Dabei bleiben die Legenden identisch. Die Aufgleitgruppen sind, wenn möglich, an der räumlichen Trennung der Kurven zu identifizieren.

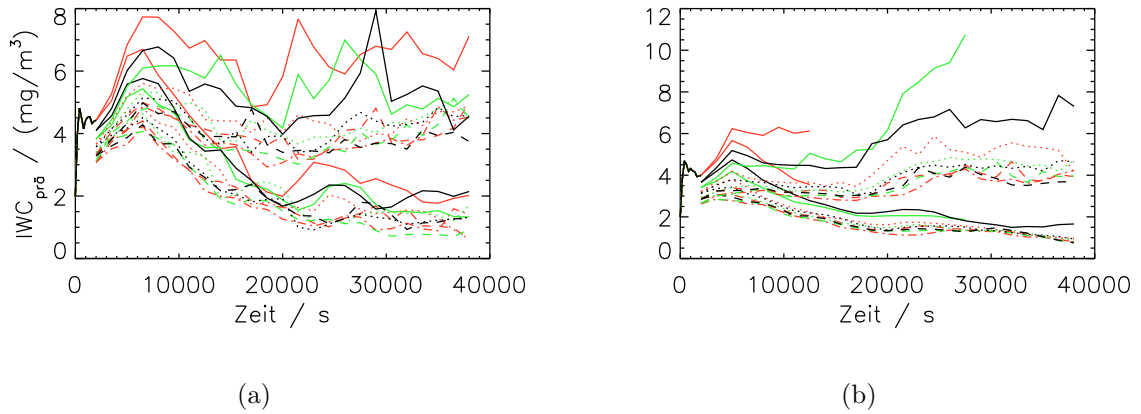


Abb. 4.25: Studie über Gitterweitenabhängigkeit: Prädominanter Eiswassergehalt $IWC_{prä}$ im zeitlichen Verlauf. Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.11 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.12 mit den entsprechenden Legenden. Zusätzlich sind die selben Modellläufe nochmals mit dem konstanten Aufgleitszenario $w_{syn} = 1 \text{ cm s}^{-1}$ gerechnet worden. Dabei bleiben die Legenden identisch. Die Aufgleitgruppen sind, wenn möglich, an der räumlichen Trennung der Kurven zu identifizieren.

sitionen der durchgezogen Kurven (**S0-X5Z5**, **S0-X5Z10**, **S0-X10Z5** sowie **S4-X5Z5**, **S4-X5Z10**, **S4-X10Z5**) die Tendenz erkannt werden, dass bei den kleineren Maschenweiten durchschnittlich höhere *IWC* Werte im zeitlichen Verlauf vorkommen.

Der Kurvenverlauf der KS-Simulationen für die prädominante optische Dicke (s. Abb. 4.26) und die Gesamtextinktion (s. Abb. 4.27) macht eine eindeutige Unterscheidung der Aufgleitszenarien ($w_{syn} = 0$ und $w_{syn} = 1 \text{ cm s}^{-1}$) möglich. Die Kurvenschar, die zu Zeiten später als 2000 s wertemäßig über der anderen liegt, ist mit einer Temperaturabnahme der Modellschicht verbunden. Kontinuierlich nimmt die Wasserdampfübersättigung in der KS-Schicht zu und erreicht am zeitlichen Ende der Darstellungen ca. 80 %. Zufällige Linienverläufe der Simulationsklassen prägen die optische Dicke $\tau_{prä}$. Über einen längeren Zeitraum ($> 1.5 \text{ h}$) treten keinerlei Tendenzen bei den Gitterweiten-Variationen auf. Vergleicht man die beiden Scherungsfälle **S0** und **S4**, bleiben die Werte der optischen Dicke der **S4**-Simulationen wesentlich kompakter beieinander. Über große Zeiten der Dispersionsphase in den Teil2-Simulationen liegt $\tau_{prä}$ nahe 0.1 (mit Aufgleiten) bzw. sinkt langsam aber stetig auf 0.03 (ohne Aufgleiten). Beide Scherungsgruppen zeigen kaum Abweichungen vom Mittel, die größer als 0.01 sind (vgl. Abb. 4.26(b)). Ein um 50 % höherer Wert (0.015) wird über den ganzen Bereich der Teil2-Simulationen angenommen (s. Abb. 4.26(a)). Somit gibt es eine Variationsbreite von $\tau_{prä} = 0.03$. Diese nimmt deutlich zu, wenn die gleichen Studien mit Aufgleiten betrachtet werden (maximale Variationsbreite nach $t_{disp} = 38000 \text{ s}$: $\Delta\tau_{prä} = 0.1$). Interessanterweise gibt es dabei nur einen Maschenweitenunterschied von 5 m bei dz_2 .

Bei der Gesamtextinktion widerspiegelt sich dieses Bild nicht. Die durch die verschiedenen Maschenweiten aufgespannte maximale Variationsbreite unterscheidet sich im Fall des Nicht-Aufgleitens bei der Simulationsgruppe **S0** nicht von **S4** ($\max(\Delta E) \approx 200 \text{ m}$). Mit zusätzlichem Aufgleiten erlangt die größte Varianz in E bei Scherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$ einen doppelt so großen Wert wie für $s = 0$, was der Vergleich der oberen Kurvenscharen zeigt (s. Abb. 4.27). Es erweckt den Anschein, dass bei weiteren Gitterpunktabständen die Gesamtextinktionen eher dazu neigen, ein wellenförmiges Muster bei den Simulationen mit Windscherung auszubilden. Dies kann momentan noch nicht erklärt werden.

In den Fällen der Dispersionsphasensimulationen ohne Scherung kann man auch erkennen, dass für kleinere Gitterweiten (**S0-X5Z5**, **S0-X5Z10**) die mittlere Klimawirksamkeit der Kondensstreifen größer ist.

Auf jeden Fall sollte die numerische Sensitivität der Gitterweite auf die Kondensstreifeneigenschaften im Modell nicht unterschätzt oder gar vernachlässigt werden. Zuweilen ist festzuhalten, dass die durchgeführten Variationen in dx_2 und dz_2 wesentlich sensitiver auf die KS-Eigenschaften ansprechen, als die der SIPs (ohne Aggregation) in Kapitel 4.2.1.

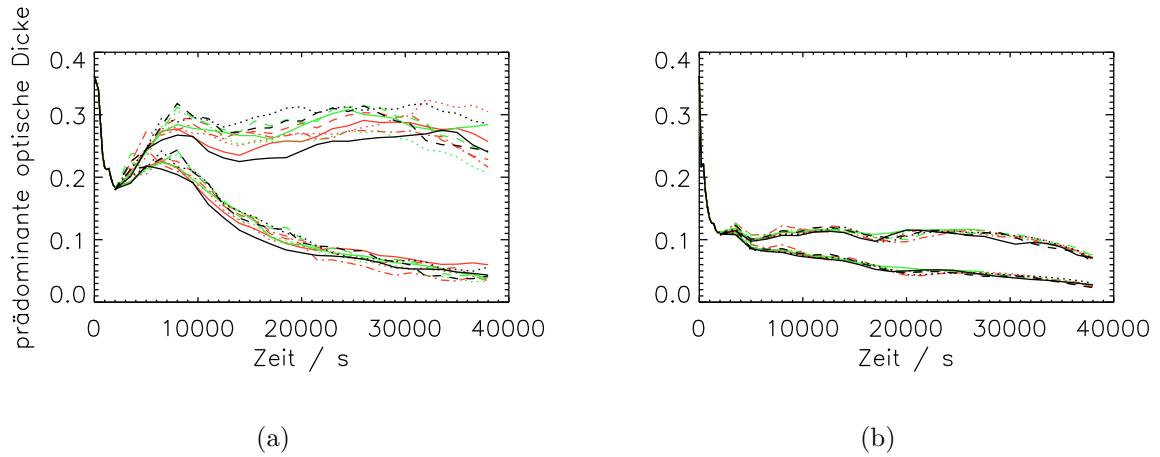


Abb. 4.26: Studie über Gitterweitenabhängigkeit: Prädominante optische Dicke $\tau_{\text{prä}}$ im zeitlichen Verlauf. Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.11 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.12 mit den entsprechenden Legenden. Zusätzlich sind die selben Modellläufe nochmals mit dem konstanten Aufgleitszenario $w_{\text{syn}} = 1 \text{ cm s}^{-1}$ gerechnet worden. Dabei bleiben die Legenden identisch. Die Aufgleitgruppen sind, wenn möglich, an der räumlichen Trennung der Kurven zu identifizieren.

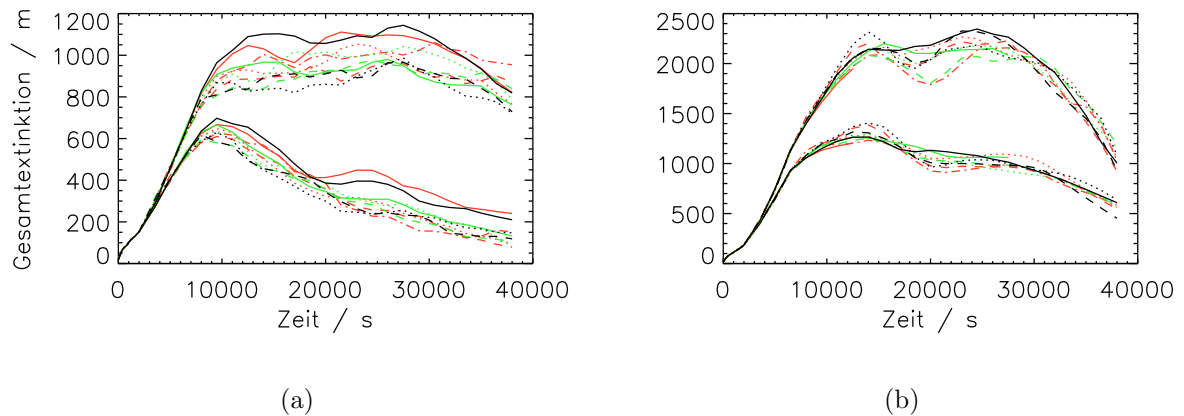


Abb. 4.27: Studie über Gitterweitenabhängigkeit: Gesamtextinktion E im zeitlichen Verlauf. Grafik (a) zeigt alle Simulationen der Tabelle 4.11 und Grafik (b) alle Simulationen der Tabelle 4.12 mit entsprechenden Legenden. Zusätzlich sind die selben Modellläufe auch noch einmal mit dem konstanten Aufgleitszenario $w_{\text{syn}} = 1 \text{ cm s}^{-1}$ gerechnet worden. Dabei bleiben die Legenden identisch. Die Aufgleitgruppen sind, wenn möglich, an der räumlichen Trennung der Kurven zu identifizieren.

Kapitel 5

Resümee

5.1 Zusammenfassung

Mit dem anelastischen numerischen LES Modell EULAG–LCM (Sölch und Kärcher, 2010) wurden in dieser Arbeit mehr als 150 Simulationen von Kondensstreifen in der Dispersionsphase durchgeführt. Bei bestimmten Untersuchungen betrug die maximale Simulationsdauer t_{disp} etwas mehr als 10 Stunden. Das EULAG–LCM Modell hat sich bei KS-Simulationen bewährt. Es konnte demonstriert werden, dass es sich nicht nur für die Analyse von in-situ gebildeter Zirren (Sölch, 2009), sondern eben auch für Kondensstreifen hervorragend eignet. Im ersten Schritt wurden Simulationen zweier EULAG Modellversionen verglichen. Die EULAG–BULK Simulationsdaten sind dabei aus vorangegangenen wissenschaftlichen Studien herangezogen worden. Beim Vergleich mit dem von Spichtinger und Gierens (2009a) entwickelten Modellsystem (EULAG–BULK) konnte untersucht werden, welchen Einfluss die numerische Implementierung der mikrophysikalischen Prozesse auf die Kondensstreifenentwicklung hat und welche Unsicherheiten damit verbunden sind.

Der exemplarische Modellvergleich hat gezeigt, dass sich vor allem in den Fallstreifen der Kondensstreifen größere Differenzen ausbilden. Als Grund für diese Unterschiede konnten Sedimentationseffekte ausgemacht werden. Die beiden Modellversionen haben eine unterschiedliche physikalische Parametrisierung der Sedimentationsgeschwindigkeit. Bei einer Teststudie (s. Kap. 3.2) wurde die Parametrisierung der Sedimentationsgeschwindigkeit im EULAG–LCM Modell an die des EULAG–BULK Modells angeglichen. Bei der Überprüfung der Vertikalprofile der horizontal integrierten optischen Dicken und Eiswassergehälter wurde keine wesentliche Annäherung der Simulationsergebnisse festgestellt. Damit ist es eindeutig, dass allein die unterschiedliche numerische Behandlung der Eisphase im BULK- und LCM-Ansatz für die größeren Abweichungen bei der Sedimentation der Eiskristalle verantwortlich ist. Zu späteren Simulationszeiten (ab $t_{disp} \approx 2$ h) treten im Fallstreifen des EULAG–LCM Kondensstreifens höhere IWC -Werte im Vergleich zum EULAG–BULK Kondensstreifen auf. Auch mit dem LCM-Ansatz bleibt die höchste EK-Anzahlkonzentration in einem schmalen, maximal 300 m dicken Streifen am Oberrand des Kondensstreifens erhalten. Mit dem EULAG–LCM Modell ist es möglich, realistischere

Eispartikel-Größenverteilungen ohne diffusive numerische Probleme auszuwerten.

Mit dem systematischen Modellvergleich konnte eine größere Bandbreite an unterschiedlichen KS-Entwicklungen abgedeckt werden. Auch bedingt durch die höhere numerische Diffusion in der Eisphase sind die Kondensstreifenränder der EULAG–BULK Modellläufe nicht klar abgrenzbar. Gerade bei geometrischen KS-Eigenschaften kommt es deshalb häufiger zu größeren Abweichungen zwischen den Modellen, wobei den BULK-Simulationen öfters die höheren Werte zuzuordnen sind. Bei integralen KS-Größen liegen die Datenwerte der LCM-Simulationsergebnisse im Mittel häufiger über denen des BULK-Ansatzes. Mit zunehmender Flughöhen temperatur T_F vergrößern sich die Differenzen zwischen den EULAG–LCM und EULAG–BULK Simulationen. Nur im Vergleich bei $T_F = 222\text{ K}$ sind die Differenzen signifikant größer als bei anderen EULAG–LCM Sensitivitätsstudien. In beiden Modellversionen geht ein Großteil der Eiskristalle durch turbulente Sublimation verloren. Der Verlauf der EK-Anzahl ist dem der BULK-Simulationen ähnlich, sodass ein ursprünglich angenommenes numerisches Artefakt beim BULK-Ansatz auszuschließen ist. Kürzlich wurde von Lewellen (2012) eine Erklärung für den starken EK-Sublimationsverlust mit Hilfe des Kelvin-Effekts und um dem Sättigungspunkt fluktuierenden Feuchtefelder gegeben. Allgemein gesehen stimmen die Entwicklungsverläufe und Lebenszeiten der Kondensstreifen gut überein. Oft liegen die Abweichungen im Bereich der Gitterweitensensitivität des EULAG–LCM Modells (vgl. Kap. 4.2.2).

In der Kategorie der numerischen Sensitivitäten wurden Auswirkungen der initialen SIP-Anzahl und der Gitterpunktabstände auf die Ergebnisse der LCM-Simulationen untersucht. Sofern Kondensstreifen ohne ablaufende Aggregationsprozesse simuliert wurden, hat sich die SIP-Anzahlvariation ($\sim 4 \cdot 10^4 < N_{sip,0} < \sim 3.5 \cdot 10^6$) nur geringfügig stärker auf optische und geometrische KS-Eigenschaften ausgewirkt, wie die Testsimulationen zu den $r_{0,init}$ Variationen (physikalische Sensitivität, s. Kapitel 4.1.1). Nicht zu unterschätzen ist jedoch die auftretende Variationsbreite der Abweichungen bei der Mikrophysik. Im Gegensatz zur SIP-Studie hat eine Veränderung der Maschenweite keinen signifikanten Einfluss auf die EK-Mikrophysik (z. B. zeitlicher Verlauf der EK-Anzahl N , vgl. Abb. 4.23). Dafür ist dieser bei optischen und geometrischen KS-Größen um so höher. Auf einen Schwellwert gestützte Größen sind generell problematisch zu bewerten. So ist das auch mit der Querschnittsfläche F , die schon wegen ihrer Definition von den Gitterpunktabständen abhängig ist.

Eine Abänderung der geometrischen Breite in der Eiskristall-Größenverteilung beim Aufbau einer Simulation zeigt im Unterkapitel 4.1.1 zwar eine Auswirkung auf die Sublimation der Eispartikel (s. Abb. 4.2(b)), jedoch ist dies vollständig auf Vorgänge in der Wirbelphase zurückzuführen. Der Verlauf der verdampften Eiskristalle verändert sich in der Dispersionsphase nicht. Im Großen und Ganzen sind die Abweichungen der optischen und mikrophysikalischen Größen in Relation zu den weiteren physikalischen Sensitivitätsstudien hier als am Geringsten zu bewerten. Die Variationsbreite der Ergebnisse des Turbulenzverschiebungstests (Kap. 4.1.2) liegen etwa in der Größenordnung des Maschenweitentests ohne dem Einbezug des Aufgleitszenarios.

Einen besonders großen Effekt auf den KS-Lebenszyklus haben bestimmte meteorologische

Atmosphärenparameter. Im Wesentlichen bestimmt die vertikale Windscherung in Kombination mit der Entwicklung der relativen Feuchte über Eis in der Umgebung des Kondensstreifens die KS-Lebenszeit. Langlebige Kondensstreifen sind von den eisübersättigten Regionen in der oberen Troposphäre abhängig. Mit zunehmender Windscherung verbreitert sich der KS schneller und erreicht höhere Eismassen sowie Gesamtextinktionen. Gleitet jetzt ein Kondensstreifen zusätzlich mit konstanter Geschwindigkeit mit einer Luftschicht auf, führt ein weiter beschleunigtes Wachstum der KS-Teilchen zu einem Überhandnehmen der Sedimentation, was die Lebenszeit eines Kondensstreifens wieder verringert. Enden unterschiedliche Aufgleitszenarien in der gleichen Wasserdampf-Eisübersättigung, verlängert anscheinend eine Zunahme der Windscherung die KS-Lebenszeit (vgl. Abbildungen der Gesamtextinktionen in Kap. 4.1.3). Der Schlüsselfaktor beim Zerfall der langlebigen Kondensstreifen sind Sedimentationsprozesse.

Im LCM-Ansatz ist der Aggregationsprozess berücksichtigt. Trotz einer hohen Aggregationseffizienz ($E_{agg} = 0.75$) hat die Kondensstreifenentwicklung im Rahmen dieser Studie nur im scherungsfreien Fall einen quantifizierbar anderen Verlauf. Schaut man sich die zeitliche Entwicklung der Gesamtextinktion über 10 Stunden bei verschiedenen w_{syn} -Szenarien an, so verstärkt Aggregation die qualitative Klimawirksamkeit (Verlängerung der Lebenszeit). Sobald aber vertikale Windscherung die KS-Teilchen (SIPs) horizontal verteilt und eine Verdünnung der EK-Konzentrationen eintritt, verliert die Aggregation an Bedeutung für die Gesamtextinktion oder Breite der Kondensstreifen. Je räumlich kompakter der Kondensstreifen in der Dispersionphase bleibt, desto häufiger schneiden sich SIP-Trajektorien. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit für eine erfolgreiche Aggregation unter den Eispartikeln. Sogar der mittlere EK-Durchmesser wird kaum durch die Aggregation im Kondensstreifen verändert. Beispielsweise hat eine Turbulenzverschiebung einen größeren Einfluss auf den mittleren Durchmesser der KS-Teilchen als die Aggregationsstudie ohne Windscherung. Dennoch kann der relative Anteil an Eiskristallaggregaten zu den einzelnen noch vorhandenen Eiskristallen (EK-Monomere) am Ende der Dispersionsphase erheblich sein (bis zu 65 %, s. Kap. 4.1.4).

Wesentlich stärker beeinflusst die anfängliche SIP-Anzahl $N_{sip,0}$ alle analysierten KS-Bereiche, wenn Aggregation mit berücksichtigt wird. Die Menge der zu einem Zeitpunkt vorhandenen EK-Aggregate reagiert sehr sensitiv (ohne erkennbare Ausbildung eines Sättigungszustandes) auf die SIP-Anzahl, obwohl mit einem speziell angepassten Hybrid-Algorithmus gearbeitet wurde.

5.2 Wissenschaftlicher Ausblick

Wie mit vielen Beispielen demonstriert wurde ist das EULAG–LCM Modellsystem bestens dafür geeignet, Kondensstreifen in der Dispersionsphase zu simulieren und zu untersuchen. In dieser Arbeit wurden die Simulationen aus 2-D Vorabsimulationen der Wirbelphase (BULK-Ansatz) gestartet. Man ist aber bereits dazu übergegangen, Simulationen der Wirbelphase mit dem LCM-Ansatz durchzuführen (Untersträßer und Sölch, 2010). Nun liegt es auf der Hand, diese möglicherweise besseren Initialisierungsdaten für die darauffolgenden KS-Entwicklungsstufe zu verwenden. Man benutzt dieselben Modellgrundversionen für die KS-Simulationen der Wirbel- und Dispersionsphase und umgeht die

Generierung der Simulationspartikel aus den IWC und N Feldern des BULK-Modells. Zudem bleibt das mikrophysikalische Schema beim Übergang der Entwicklungsstufen erhalten.

KS-Simulationen, die bisher betrachtet werden, unterliegen teils sehr starken Idealisierungen. Daher ist es wünschenswert, realistischere (z.B. meteorologische) Bedingungen in den Modellen zu verwenden. Anstatt linearer Windscherungsprofile könnte man auch real gemessene Profile verwenden, wie sie typischerweise in der UTLS auftreten. Da der KS-Lebenszyklus wesentlich von der Feuchteentwicklung abhängt, sollten zusätzlich zu idealisierten synoptisch-skalierten Hebungsprozessen realitätsgetreue Lebenszyklen eisübersättigter Regionen im EULAG – LCM Modell implementiert werden.

In weiterführenden wissenschaftlichen Arbeiten sollte beim Auftreten hoher Wasserdampfisübersättigungen in der Umgebung der Kondensstreifen die Wechselwirkung mit natürlich gebildeten Zirren Berücksichtigung finden. Die Wechselwirkung mehrerer KS in KS-Clustern wird aktuell analysiert. Neben der Betrachtung vieler KS horizontal nebeneinander auf ein und der selben Flughöhe ist es auch denkbar, Kondensstreifen übereinander sowie nebeneinander (vgl. Abb. 1.4(a)) und zu verschiedenen Zeitpunkten im Modellgebiet zu initialisieren. Schließlich fliegen Flugzeuge in Wirklichkeit auch selten zur gleichen Zeit exakt parallel nebeneinander oder übereinander. Eventuell sind dafür auch zukünftig 3-D Simulationen der Dispersionsphase in Erwägung zu ziehen.

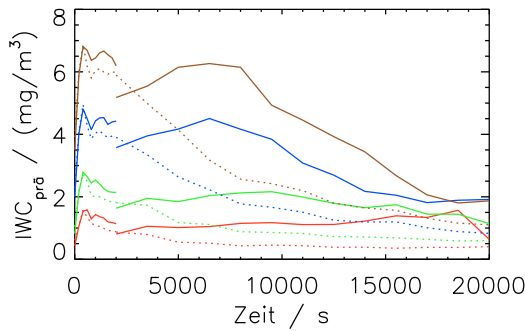
Bislang wurde der Einfluss des Flugzeugtypus auf die Entwicklung langlebiger Kondensstreifen unzureichend untersucht. Da es viele unterschiedliche Flugzeugtypen gibt und eventuell ebenso viele unterschiedliche Kondensstreifen, sollte dieser Aspekt genauer studiert werden. Die dabei relevanten physikalischen Größen der Flugzeuge könnten das Gewicht, die Flügelspannweite, die Anzahl der Triebwerke oder der Kerosinverbrauch sein.

Anhang A

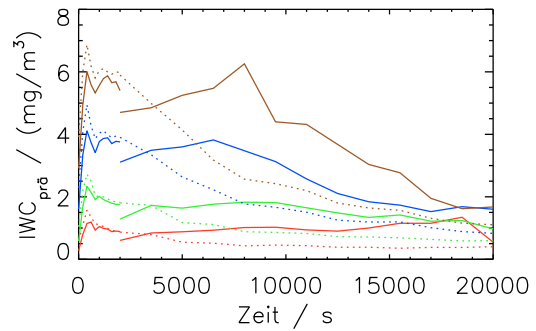
Zusätzliches

Prädominanter Eiswassergehalt

Im Gegensatz zur Grafik 3.10(a) in Kapitel 3.3.1 ist für die Abbildung A.1 eine Glättung des IWC Feldes durchgeführt worden. Mit der IDL Funktion *smooth* ist es möglich, einen Vektor mit einer Rechtecksmittelung (*boxcar average*), deren Breite eingestellt werden kann, zu glätten. Für den zeitlichen Verlauf von $IWC_{\text{prä}}$ macht solch eine Glättung nur für die beiden Raumdimensionen (x- und z-Richtung) Sinn. Zeitlich wurde nicht geglättet, was man immer noch an dem Kurvensprung beim Übergang zur Teil2-Simulation sehen kann. Bei beiden BAW (*boxcar average width*) Werten macht sich eine merkliche Verbes-



(a) $BAW = 5$



(b) $BAW = 9$

Abb. A.1: Modellvergleich für prädominanten Eiswassergehalt $IWC_{\text{prä}}$ bei verschiedenen relativen Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf. Linke Grafik: Räumliche IWC -Glättung mit „boxcar average width“ $BAW = 5$. Rechte Grafik: Räumliche IWC -Glättung mit „boxcar average width“ $BAW = 9$. Relative Feuchten und Modell sind durch Farbe und Linienmuster charakterisiert, s. Tabelle 3.1.

serung des $IWC_{\text{prä}}$ Verlaufs für die LCM-Simulationen bemerkbar. Zumindest befinden sich jetzt die Modellwerte der jeweiligen Feuchtefälle in der selben Größenordnung. Was

einen quantitativen Vergleich vereinfacht. Auch der Funktionssprung im LCM-Ergebnis hat sich deutlich reduziert und zwar auf 20 % (Faktor 1.2) bei $BAW = 5$ (Abb. A.1(a)) und sogar auf nur 10 % (Faktor 1.1) bei $BAW = 9$ (Abb. A.1(b)). Diesmal ist der Anstieg nach 2000 s zwar noch vorhanden, im Gegensatz zum Ergebnis jedoch ohne Glättung schon deutlich schwächer. Mit Erhöhung des BAW Werts reduzieren sich auch die $IWC_{\text{prä}}$ Simulationsdifferenzen für die Modellläufe. Die Tendenz bleibt aber ähnlich zu den in Kapitel 3.3 diskutierten $IWC_{\text{prä}}$ Kurven, denn ab Simulationszeiten zwischen 3000 - 4000 s liefern die EULAG – LCM Simulationen für relative Feuchten über Eis zwischen 105 % und 130 % bei $T_F = 217\text{ K}$ und $s = 0$ konstant höhere Datenwerte. Maximale Unterschiede erreichen einen Faktor 2 (z. B. braune Kurven in Abb. A.1 nach $t_{\text{disp}} = 7000\text{ s}$).

Der Sprung im mittleren IWC Wert bei der Berechnung aus den IWC -Daten einer LCM-Simulation tritt nicht wegen der Gebietsvergrößerung zu Beginn der Teil2-Simulation auf, sondern nur bei einhergehenden Veränderungen der Maschenweiten (dx , dz). Die Vergrößerung der Maschenweite hat zur Folge, dass weniger lokale Maxima des Eiswassergehalts in Gitterboxen der Wolkengebiete, mit einer stärkeren Gewichtung in der Berechnung von $IWC_{\text{prä}}$ (Gleichung (3.3)), einfließen. Darum reduziert sich der $IWC_{\text{prä}}$ Wert. Nachdem sich das neue System wieder eingespielt hat, erreichen die durchgezogenen Kurven in den Abbildungen 3.10(a), 3.14(a) und A.1 in etwa wieder die Ausgangshöhe, wie zum Ende der Teil1-Simulationen. Jetzt wird auch verständlich, warum eine Glättung der IWC -Felder eine Verbesserung der Situation bewirkt. Eine Glättung verringert den Gradienten im physikalischen Feld, sodass daraufhin die Maxima weniger lokal begrenzt in den Gitterboxen auftreten.

Weiterführende Abbildung zu Kapitel 4.1.3

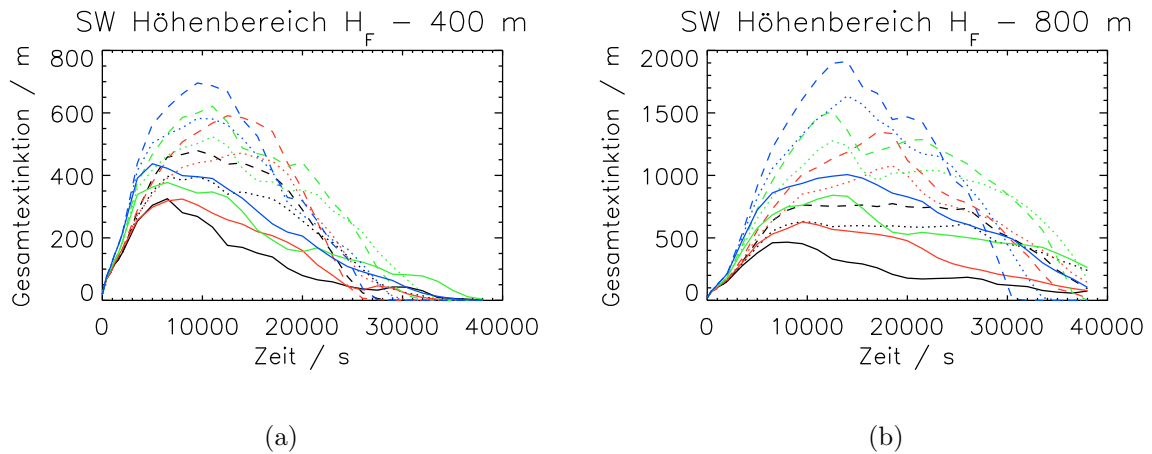


Abb. A.2: Höhenbeschränkte Gesamtextinktionen im zeitlichen Verlauf bis 38000 s. Dargestellt sind alle Simulationen der Tabelle 4.4 aufgeteilt auf zwei Höhenbereiche von H_F bis $H_F - 400\text{ m}$ (links) und bis $H_F - 800\text{ m}$ (rechts) mit entsprechender Legende.

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Symbole

<u>Symbol</u>	<u>Definition</u>	<u>Einheit</u>
A	Projizierte Eispartikelfläche	μm^2
B_{Ext}	Kondensstreifenbreite bzgl. der Extinktion	km
B_{OD}	Kondensstreifenbreite bzgl. der optischen Dicke	km
C_C	Cunningham-Korrekturfaktor	-
C_{CFL}	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl	-
C_L	Widerstandsbeiwert	-
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
\overline{D}	Mittlerer EK-Durchmesser	μm
\vec{D}	Diffusionskoeffizienten	-
dN_{tot}	Totale Anzahlkonzentration reiner EKs pro Längenbinbreite	-
D_v	Diffusionskoeffizient für Wasserdampf in der Atmosphäre	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
dx_W	Horizontale Gitterweite bei Wirbelphasensimulation	m
dx_1, dz_1	Gitterpunktabstände in Teil1-Simulationen	m
dx_2, dz_2	Gitterpunktabstände in Teil2-Simulationen	m
dz_W	Vertikale Gitterweite bei Wirbelphasensimulation	m
E	Gesamtextinktion eines KS	m
E_{app}	Approximierte Gesamtextinktion eines KS	m
E_{agg}	Aggregationseffizienz	-
E_C	Kollisionseffizienz	-
E_S	Sticking-Effizienz	-

F	KS-Querschnittsfläche	km^2
f	Coriolisparameter	s^{-1}
f_1	Molekularer Transferfaktor von H_2O Moleküle	-
f_2	Ventilationsfaktor	-
g	Erdbeschleunigung	m s^{-2}
H	Vertikale KS-Ausdehnung	m
H_F	Vertikale Position des Flugzeugs im Modellgebiet	m
I_{AGG}	Variable zur Speicherung der EK-Kollisionen	-
IWC	<i>Ice water content</i> , Eiswassergehalt	mg m^{-3}
$IWC_{\text{prä}}$	Prädominanter Eiswassergehalt	mg m^{-3}
\vec{k}	Einheitsvektor in vertikaler Richtung	-
K_{ij}	Stoßratenmatrix	-
L	Eispartikellänge	μm
L_S	Latente Wärme der Sublimation	J kg^{-1}
L_{x_1}	Gebietsbreite in Teil1-Simulation	m
L_{x_2}	Gebietsbreite in Teil2-Simulation	m
L_{z_1}	Gebietshöhe in Teil1-Simulation	m
L_{z_2}	Gebietshöhe in Teil2-Simulation	m
\bar{m}	Mittlere EK-Masse	kg
m_0	Medianmasse	kg
m	Massen-Größen Relation der EKs	-
M_F	Flugzeuggewicht	kg
m_i	Eiskristallmasse	kg
$m_{i,SIP}$	Eismasse in einem SIP	kg
N	Eiskristallanzahl pro Flugmeter	$10^{12} \cdot \text{m}^{-1}$
N_0	Eiskristallanzahlkonzentration bei Modellinitialisierung	$10^{12} \cdot \text{m}^{-1}$
N_{agg}	Anzahl der EK-Aggregate	-
N_B	Brunt-Väisälä-Frequenz	s^{-1}

$\sum N_{col}$	Summe der kollidierenden Eiskristalle	-
N_h	Horizontal aufintegrierte EK-Anzahl	-
N_i	EK-Anzahlkonzentration pro Gitterbox	-
N_{sed}	Sedimentierte EK-Anzahl	-
N_{SIM}	Anzahl SIPs pro Gitterbox	-
N_{skal}	Skalierungsfaktor bei Aggregation	-
N_{sed}	Sublimierte EK-Anzahl	-
N_u	Untere Anzahlbeschränkung für N_{agg}	-
p	Luftdruck	Pa
p_0	Umgebungsluftdruck	hPa
Q_H	Erwärmungsrate durch Freisetzung latenter Wärme	K s ⁻¹
q_i	Wolkeneis-Mischungsverhältnis	kg kg ⁻¹
Q_R	Strahlungsbedingte Erwärmungsrate	K s ⁻¹
q_v	Wasserdampf-Mischungsverhältnis	kg kg ⁻¹
r	EK-Radius	μm
$r_{0,init}$	EULAG Modellparameter zur Bestimmung von σ_m	-
R_d	Spezifische Gaskonstante für trockene Luft	J kg ⁻¹ K ⁻¹
Re	Reynoldszahl	-
RF_{cc}	Strahlungsantrieb durch KS-Zirren	mW m ⁻²
RF_{cl}	Strahlungsantrieb durch lineare KS	mW m ⁻²
RH	Relative Feuchte bzgl. Wasserfläche	%
RH_i	Relative Feuchte bzgl. Eisfläche	%
RH_i^*	Relative Feuchte bzgl. Eisfläche in der Umgebung	%
$RH_{i,crit}$	Homogener Nukleationsfeuchteschwellwert bzgl. Eis	%
R_L	Lagrange'scher Autokorrelationskoeffizient	-
RN_L	EULAG Modellparameter zur Steuerung der SIP-Anzahl	-
R_v	Spezifische Gaskonstante für feuchte Luft	J kg ⁻¹ K ⁻¹
s	Vertikale Windscherung	m s ⁻¹ km ⁻¹

S_i	Eisübersättigung des Wasserdampfes	%
t	Zeit	s
Δt	Diskreter Zeitschritt	s
Δt_1	Simulationszeitschritt in Teil1-Simulationen	s
Δt_2	Simulationszeitschritt in Teil2-Simulationen	s
t_{disp}	KS-Simulationszeit in Dispersionsphase	s
t_{sim1}	Simulationszeit in Teil1-Simulationen	s
t_{sim2}	Simulationszeit in Teil2-Simulationen	s
T	Temperatur	°C
T_e	Umgebungstemperatur	K
T_F	Flughöhentemperatur	K
T_{SA}	Schwellwerttemperatur nach Schmidt-Appleman-Kriterium	K
T_s	Eiskristalloberflächentemperatur	K
\vec{u}	Horizontaler Windvektor	m s ⁻¹
$\tilde{\mathbf{u}}_i$	Unaufgelöste Geschwindigkeitsfluktuationen	m s ⁻¹
u_{max}	Maximale Windgeschwindigkeit im Modell	m s ⁻¹
$v_0(m)$	Sedimentationsgeschwindigkeit als Funktion der EK-Masse	m s ⁻¹
V_{GB}	Volumen einer Gitterbox	m ³
w_{syn}	Synoptische Aufgleitgeschwindigkeit	cm s ⁻¹
$W_{t,syn}$	Aufgleitzeitintervall	-
X	Best-Zahl	-
x	Horizontale Koordinate	m
Δx	Diskreter Ortsschritt	m
$\vec{x}_{SIP,i}$	Ortsvektor von einem SIP	-
z	Vertikale Koordinate	m

Griechische Symbole

<u>Symbol</u>	<u>Definition</u>	<u>Einheit</u>
α	Sublimationsparameter	-
α_v	Massenakkomodationskoeffizient	-
$\gamma(m), \delta(m)$	Parameterfunktionen für $v_0(m)$	-
ε	Eddy-Dissipationsrate	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
η_s	Dynamische Viskosität der Luft	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
θ	Potentielle Temperatur	K
θ_d	Dichtegewichtete potentielle Temperatur	K
λ_v	Mittlere freie Weglänge	m
ξ	Zufallszahl	-
ρ	Dichte der Luft	kg m^{-3}
ρ_b	Bulkeisdichte	kg m^{-3}
$\rho_{s,i}$	Sättigungswasserdampfkonzentration bzgl. Eis	kg m^{-3}
ρ_v	Wasserdampfkonzentration	kg m^{-3}
σ_m	Geometrische Breite in der Log-Normalverteilung der Eiskristalle	-
τ	Optische Dicke	-
τ_0	Sichtbarkeitsschwellwert	0.03
τ_{hor}	Optische Dicke entlang horizontaler Sichtachse	-
τ_L	Lagrange'sche Zeitskala für Fluide	s
$\tau_{prä}$	Prädominante optische Dicke	-
χ	Strahlungsextinktion	m^{-1}
χ_0	Extinktionsschwellwert	$1 \cdot 10^{-5} \text{m}^{-1}$
$\vec{\Psi}$	Stromfunktionsvektor	-
Ω_{ij}	Kollisionswahrscheinlichkeit zweier Eiskristalle	-

Abkürzungen

AIC	<i>Aviation-induced cloudiness</i>
ARM IOP	<i>Atmospheric Radiation Measurement, Intensive Operational Period</i>
AVHRR	<i>Advanced Very High Resolution Radiometer</i>
BAW	<i>Boxcar Average Width</i>
CCMod	<i>Contrail-cirrus module</i>
CIAP	<i>Climate Impact Assessment Program</i>
CoCiP	<i>Contrail Cirrus Prediction Tool</i>
CONCERT	<i>Contrail and Cirrus Experiment</i>
DKRZ	Deutsches Klimarechenzentrum
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
ECHAM	Globales atmosphärisches Zirkulationsmodell
EK	Eiskristall
EULAG	<i>Eulerian/semi- Lagrangian fluid solver</i>
FALCON	DLR-Forschungsflugzeug
Flops	<i>Floating-point operations per second</i>
GV	Größenverteilung
HA	Hybrid-Aggregationsalgorithmus
HALO	<i>DLR High Altitude and LOng Range Research Aircraft</i>
HPC	<i>High-Performance Computing</i>
IDL	<i>Interactive Data Language</i>
IPA	Institut für Physik der Atmosphäre
IPCC	<i>Intergovernmental Panel on Climate Change</i>
IR	Langwelliges Strahlungsspektrum (<i>infrared</i>)
IT	Informationstechnik
KS	Kondensstreifen
KS-Zirrus	Kondensstreifen-Zirrus
LCM	<i>Lagrangian Cirrus Module</i>

LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
LIDAR	<i>Light Detection and Ranging</i>
LOSU	<i>Level of scientific understanding</i>
MPDATA	Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NOAA	<i>National Oceanic and Atmospheric Administration</i>
PA	Partikel-Partikel-Aggregationsalgorithmus
PC	<i>Personal Computer</i>
RADAR	<i>Radio Detection and Ranging</i>
SI	Nahinfraroter Wellenlängenbereich (<i>infrared</i>)
SIP	Simulationspartikel
SUCCESS	<i>Subsonic Aircraft: Contrail and Cloud Effects Special Study</i>
SW	Schwellwert; Kurzwelliger Wellenlängenbereich (<i>shortwave</i>)
TKE	Turbulente kinetische Energie
UTLS	<i>Upper Troposphere, Lower Stratosphere</i>
VIS	Sichtbarer Wellenlängenbereich (<i>visible</i>)
WMO	<i>World Meteorological Organization</i>

Abbildungsverzeichnis

1.1	Strahlungsantrieb des Luftverkehrs im Jahr 2005	3
1.2	Vergleich aerodynamisch- und abgasinduzierter Kondensstreifen	7
1.3	Fotografien: Wirbelschleppe, junge Kondensstreifen und Crow-Instabilität	8
1.4	Fotografien: Kondensstreifen-Zirren, KS-Mammatus, KS-Virga	12
1.5	Feuchteschwellwert für homogene Nukleation (Natürliche Zirrenbildung)	17
2.1	Schematische Darstellung des EULAG–LCM Modellsystems	26
2.2	Morphologiediagramm über Eiskristallformen	29
2.3	Weitere idealisierte Eiskristallformen in 3-D Darstellung	29
2.4	Exemplarische Initialisierungsgrößen für eine EULAG–LCM Dispersionsphasensimulation	34
3.1	Modellvergleich zwischen EULAG–BULK (1. Reihe) und EULAG–LCM (2. Reihe) in 2-D Querschnitten des Eiswassergehalts	39
3.2	Eiskristallanzahldichte und relative Feuchte für eine EULAG–LCM Simulation nach 11000 s, gleiche Bedingungen wie für die Abbildung 3.1	40
3.3	Modellvergleich der Eiskristallgrößenverteilungen pro Flugmeter und Breite in linearer und logarithmischer Skala, gleiche Bedingungen wie für die Abbildung 3.1	41
3.4	Sedimentationstest: Vertikalprofile der optischen Dicke τ_{hor} (obere Reihe) und des Eiswassergehalts IWC (untere Reihe) nach 2000 s (1. Spalte), 6500 s (2. Spalte) und 11000 s (3. Spalte)	43
3.5	Modellvergleich der KS-Breite B_{Ext} und B_{OD} für verschiedene relative Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf	46
3.6	Modellvergleich der Querschnittsflächen F für verschiedene relative Feuchten RH_i^* und Extinktionsschwellwerte im zeitlichen Verlauf	47

3.7	Vergleich: Vertikalprofile der optischen Dicke τ_{hor} entlang der horizontalen optischen Sichtachse für verschiedene relative Feuchten RH_i^* zu den Zeitpunkten 2000 s (a), 6500 s (b) und 11000 s (c)	48
3.8	Modellvergleich der totalen KS-Extinktion und prädominanten optischen Dicke für verschiedene relative Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf	49
3.9	Modellvergleich der höhenkorrigierten Gesamtextinktion für verschiedene Höhenbereiche unter der Flughöhe H_F und relative Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf	50
3.10	Modellvergleich für prädominanten Eiswassergehalt $IWC_{prä}$ und mittleren Durchmesser \overline{D} bei verschiedenen relativen Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf	51
3.11	Modellvergleich für Eiskristallanzahldichte N bei verschiedenen relativen Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf	52
3.12	Modellvergleich der totalen KS-Extinktion und prädominanten optischen Dicke für verschiedene Umgebungstemperaturen T_F im zeitlichen Verlauf	53
3.13	Modellvergleich der höhenkorrigierten Gesamtextinktion für verschiedene Höhenbereiche unter der Flughöhe H_F und Umgebungstemperaturen T_F im zeitlichen Verlauf	54
3.14	Modellvergleich für prädominanten Eiswassergehalt $IWC_{prä}$ und mittleren Durchmesser \overline{D} für verschiedene Umgebungstemperaturen T_F im zeitlichen Verlauf	55
3.15	Modellvergleich der KS-Breite B_{Ext} und B_{OD} für verschiedene Windscherungen s im zeitlichen Verlauf	56
3.16	Modellvergleich der totalen KS-Extinktion und prädominanten optischen Dicke für verschiedene Windscherungen s im zeitlichen Verlauf	57
3.17	Modellvergleich der höhenkorrigierten Gesamtextinktion für verschiedene Höhenbereiche unter der Flughöhe H_F und Windscherungen s im zeitlichen Verlauf	57
3.18	Vergleich: Vertikalprofile der optischen Dicke τ_{hor} , integriert entlang der horizontalen optischen Sichtachse, für die Windscherung $s = 6 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$ bei konstanter relativer Feuchte $RH_i^* = 120 \%$ und Temperatur $T_F = 217 \text{ K}$ zu den Zeitpunkten 2000 s (a), 4500 s (b) und 7000 s (c)	58
3.19	Höhenabhängige EK-Größenverteilung (EK-GV) bei Simulation mit Windscherung $s = 6 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$, konstanter relativer Feuchte $RH_i^* = 120 \%$ und Temperatur $T_F = 217 \text{ K}$ zu den Zeitpunkten 2000 s (a), 4500 s (b) und 7000 s (c)	59
3.20	Modellvergleich für mittleren Durchmesser \overline{D} und Eiskristallanzahlkonzentration N für verschiedene Windscherungen s im zeitlichen Verlauf	60

4.1	EK-Größenverteilungen pro Flugmeter und Binbreite nach Tabelle 4.2 mit logarithmischen Achsen am Anfang der Dispersionsphase ($t_{disp} = 0$)	62
4.2	Geometrische Breitenvariation EK-Größenverteilung: Gesamtextinktion (a) und normierte sublimierte EK-Anzahl (b) im zeitlichen Verlauf bis 20000 s	63
4.3	Turbulente Initialisierungsfelder zu Beginn von Teil2-Simulationen	65
4.4	Verschiebung turbulenter Initialisierungsfelder: Gesamtextinktion E (a) und KS-Breite B_{OD} (b) im zeitlichen Verlauf bis 38000 s	66
4.5	Zeitliche Änderung der Eisübersättigung bei verschiedenen Aufgleitszenarien in der Umgebung der Kondensstreifen	68
4.6	Gesamtextinktionen im zeitlichen Verlauf bis 38000 s	69
4.7	Prädominante optische Dicken im zeitlichen Verlauf bis 38000 s	70
4.8	KS-Breiten anhand optischer Dicken im zeitlichen Verlauf bis 38000 s	72
4.9	Sedimentierte und sublimierte EK-Anzahl (normiert) für die EULAG–LCM Simulationen der Tabellen 4.4 und 4.5 im zeitlichen Verlauf bis 38000 s	73
4.10	Vertikalprofile des mittleren Eiskristalldurchmessers \bar{D} der Simulationsgruppe (a), s. Tabelle 4.4, entlang der horizontalen optischen Sichtachse zu den Zeitpunkten 800 s (a), 2000 s (b), 11000 s (c), 20000 s (d), 29000 s (e) und 38000 s (f)	75
4.11	Zeitliche Änderung der Eisübersättigung S_i bei verschiedenen Aufgleitszenarien in der Umgebung der Kondensstreifen	80
4.12	Schematische Darstellungen mikrophysikalischer Verlustprozesse für Eiskristalle einiger Simulationen der Tabelle 4.6	82
4.13	Schematische Darstellungen mikrophysikalischer Verlustprozesse für Eiskristalle einiger Simulationen der Tabelle 4.7	82
4.14	Schematische Darstellungen mikrophysikalischer Verlustprozesse für SIPs einiger Simulationen der Tabelle 4.6	83
4.15	Schematische Darstellungen mikrophysikalischer Verlustprozesse für SIPs einiger Simulationen der Tabelle 4.7	83
4.16	Aggregationsstudie: Normierte EK-Aggregatanzahl N_{agg} im zeitlichen Verlauf bis 38000 s (Scherung $s = 0$) und 20000 s (Scherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$)	84
4.17	Aggregationsstudie: Mittlerer Durchmesser \bar{D} im zeitlichen Verlauf bis 38000 s (Scherung $s = 0$) und 20000 s (Scherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$)	85
4.18	Aggregationsstudie: Gesamtextinktionen E im zeitlichen Verlauf bis 38000 s (Scherung $s = 0$) und 20000 s (Scherung $s = 0.004 \text{ s}^{-1}$)	86
4.19	Aggregationsstudie: Anzahl von EKs mit bestimmtem I_{AGG} -Parameter zu den Zeitpunkten 400 s, 3500 s und 6500 s bei den Simulationen AS0-W0 , AS0-W20k , AS4-W0 und AS4-W20k	88

4.20	SIP-Anzahlvariation ohne Aggregation: SIP-Anzahl (a), EK-Anzahl (b), Gesamttextinktion (c) und mittlerer EK-Durchmesser (d) im zeitlichen Verlauf bis 20000 s	90
4.21	SIP-Anzahlvariation mit Aggregation: SIP-Anzahl (a), aggregierte EK-Anzahl (norm.) (b), sedimentierte aggregierte EK-Anzahl (norm.) (c), sublimierte aggregierte EK-Anzahl (norm.) (d) und Gesamttextinktion (e) im zeitlichen Verlauf bis 38000 s	93
4.22	SIP-Anzahlvariation mit Aggregation: SIP-Anzahlprofile zu den Zeitpunkten (t_{disp}) 0 s (a), 2000 s (b), 6500 s (c), 11000 s (d), 15500 s (e) und 20000 s (f)	94
4.23	Studie über Gitterweitenabhängigkeit: EK-Anzahl N im zeitlichen Verlauf	96
4.24	Studie über Gitterweitenabhängigkeit: EK-Anzahl N im zeitlichen Verlauf	97
4.25	Studie über Gitterweitenabhängigkeit: Prädominanter Eiswassergehalt $IWC_{prä}$ im zeitlichen Verlauf	97
4.26	Studie über Gitterweitenabhängigkeit: Prädominante optische Dicke $\tau_{prä}$ im zeitlichen Verlauf	99
4.27	Studie über Gitterweitenabhängigkeit: Gesamttextinktion E im zeitlichen Verlauf	99
A.1	Modellvergleich für prädominanten Eiswassergehalt $IWC_{prä}$ bei verschiedenen relativen Feuchten RH_i^* im zeitlichen Verlauf	104
A.2	Höhenbeschränkte Gesamttextinktionen im zeitlichen Verlauf	105

Tabellenverzeichnis

1.1	3-Stufige Entwicklungsphase bei Kondensstreifen	7
2.1	Diskrete Zeitschritte Δt_1 , Δt_2 und Gebietsbreiten L_{x_1} , L_{x_2} der Teil1- und Teil2-Simulationen in Abhängigkeit der Windscherung und maximaler Simulationszeit (t_{disp})	36
3.1	Parameterraum für den Modellvergleich mit Standardsimulationen	38
3.2	Abgeänderte Werterelationen für $\gamma(m)$ und $\delta(m)$ in der Geschwindigkeits-Massen Gleichung	42
3.3	Simulationszeiten in der Dispersionsphase t_{disp} für den Modellvergleich bei unterschiedlichen Windscherungen s	55
4.1	Kürzel für EULAG – LCM Simulationen mit bestimmten meteorologischen Bedingungen	61
4.2	Werte für die Standardabweichung σ_m in der Log-Normalverteilung für verschiedene Modellparameterwerte $r_{0,init}$	62
4.3	Untergeordnete Abkürzungen für s25-s0 Simulationen für Turbulenzsensitivität mit Legende und Parametereinstellungen	64
4.4	Abkürzungen für Simulationen der Tabelle 4.1 mit verschiedenen vertikalen Windscherungen und Aufgleitszenarien	67
4.5	Abkürzungen für Simulationen der Tabelle 4.1 mit und ohne vertikaler Windscherung und Aufgleitszenarien	68
4.6	Abkürzungen für s25-s0 Simulationen bis $t_{disp} = 38000$ s (s. Tabelle 4.1) mit verschiedenen Aufgleitszenarien und mit oder ohne Aggregation	80
4.7	Abkürzungen für s25-s4 Simulationen bis $t_{disp} = 20000$ s (s. Tabelle 4.1) mit verschiedenen Aufgleitszenarien und mit oder ohne Aggregation	80
4.8	Legende für die EK- und SIP-Verlustprozesse bzw. Klassen in den Abbildungen 4.12 bis 4.15	81

4.9	SIP-Anzahl: Abkürzungen für KS-Simulationen ohne Aggregation bis $t_{disp} = 20000$ s bei Scherung $s = 0$, Flughöhentemperatur $T_F = 217$ K und zwei Umgebungsfeuchten $RH_i^* = 105$ (s23-sip1 bis s23-sip3) und 120 % (s25-sip1 bis s25-sip5)	89
4.10	SIP-Anzahl Aggregation: Abkürzungen für KS-Simulationen mit Aggregation bis $t_{disp} = 38000$ s bei Scherung $s = 0$, Umgebungsfeuchte $RH_i^* = 120$ % und Flughöhentemperatur $T_F = 217$ K (s25-s0)	91
4.11	Gitterweitenstudie: Abkürzungen für KS-Simulationen bis $t_{disp} = 38000$ s bei Scherung $s = 0$, Flughöhentemperatur $T_F = 217$ K und der Umgebungsfeuchte $RH_i^* = 120$ %	95
4.12	Gitterweitenstudie: Abkürzungen für KS-Simulationen mit $12000 \text{ s} \leq t_{disp} \leq 38000$ s bei Scherung $s = 4 \text{ m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$, Flughöhentemperatur $T_F = 217$ K und der Umgebungsfeuchte $RH_i^* = 120$ %	95

Literaturverzeichnis

- [Appleman 1953] APPLEMAN, H.: The formation of exhaust condensation trails by jet aircraft. In: *Bulletin of the American Meteorological Society* 34 (1953), S. 14–20
- [Bräuninger et al. 2010] BRÄUNINGER, M. ; DÖLL, S. ; NOLTE, A. ; WOHLERS, E.: Zukunftsperspektiven der Luftfahrtindustrie - Chancen und Risiken für das Luftfahrtcluster in der Metropolregion Hamburg / Hamburgisches WeltWirtschafts Institut, HSH Nordbank AG. 2010. – Forschungsbericht
- [Burkhardt und Kärcher 2011] BURKHARDT, U. ; KÄRCHER, B.: Global radiative forcing from contrail cirrus. In: *Nature Climate Change* 1 (2011), S. 54–58
- [Connolly et al. 2012] CONNOLLY, P. J. ; EMERSIC, C. ; FIELD, P. R.: A laboratory investigation into the aggregation efficiency of small ice crystals. In: *Atmospheric Chemistry and Physics* 12 (2012), S. 2055–2076
- [Crow 1970] CROW, S. C.: Stability theory for a pair of trailing vortices. In: *AIAA Journal* 8 (1970), S. 2172–2179
- [Emanuel 1994] EMANUEL, K.: *Atmospheric convection*. Oxford University Press, 1994
- [Ettenreich 1919] ETTENREICH, R.: Wolkenbildung über einer Feuersbrunst und an Flugzeugabgasen. In: *Meteorologische Zeitschrift* 36 (1919), S. 355–356
- [Field 1999] FIELD, P. R.: Aircraft observations of ice crystal evolution in an altostratus cloud. In: *Journal of Atmospheric Sciences* 56 (1999), S. 1925–1941
- [Frömming et al. 2011] FRÖMMING, C. ; PONATER, M. ; BURKHARDT, U. ; STENKE, A. ; PECHTL, S. ; SAUSEN, R.: Sensitivity of contrail coverage and contrail radiative forcing to selected key parameters. In: *Atmospheric Environment* 45 (2011), S. 1483–1490
- [Gerz et al. 1998] GERZ, T. ; DÜRBECK, T. ; P.KONOPKA: Transport and effective diffusion of aircraft emissions. In: *Journal of Geophysical Research* 103 (1998), S. 25,905–25,913
- [Gierens und Jensen 1998] GIERENS, K. M. ; JENSEN, E.: A numerical study of the contrail-to-cirrus transition. In: *Geophysical Research Letters* 25 (1998), S. 4341–4344

- [Gierens et al. 2009] GIERENS, K. M. ; KÄRCHER, B. ; MANNSTEIN, H. ; MAYER, B.: Aerodynamic Contrails: Phenomenology and Flow Physics. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 66 (2009), S. 217–226
- [Grabowski und Smolarkiewicz 2002] GRABOWSKI, W. W. ; SMOLARKIEWICZ, P. K.: A Multiscale Anelastic Model for Meteorological Research. In: *Monthly Weather Review* 130 (2002), S. 939–956
- [Heymsfield und Iaquinta 2000] HEYMSFIELD, A. J. ; IAQUINTA, J.: Cirrus Crystal Terminal Velocities. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 57 (2000), S. 916–938
- [Immler et al. 2008] IMMLER, F. ; TREFFEISEN, R. ; ENGELBART, D. ; KRÜGER, K. ; SCHREMS, O.: Cirrus, contrails, and ice supersaturated regions in high pressure systems at northern mid latitudes. In: *Atmospheric Chemistry and Physics* 8 (2008), S. 1689–1699
- [Knollenberg 1972] KNOLLENBERG, R. G.: Measurements of the Growth of the Ice Budget in a Persisting Contrail. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 29 (1972), S. 1367–1374
- [Koop et al. 2000] KOOP, T. ; LUO, B. ; TSIAS, A. ; PETER, T.: Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions. In: *Nature* 406 (2000), S. 611–614
- [Kärcher 2003] KÄRCHER, B.: Simulating gas-aerosol-cirrus interactions: Process-oriented microphysical model and applications. In: *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions* 3 (2003), S. 4129–4181
- [Kärcher et al. 2009] KÄRCHER, B. ; MAYER, B. ; GIERENS, K. M. ; BURKHARDT, U. ; MANNSTEIN, H. ; CHATTERJEE, R.: Aerodynamic Contrails: Microphysics and Optical Properties. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 66 (2009), S. 227–243
- [Kärcher und Yu 2009a] KÄRCHER, B. ; YU, F.: Role of aircraft soot emissions in contrail formation. In: *Geophysical Research Letters* 36 (2009a), S. L01804
- [Lawson et al. 1998] LAWSON, R. P. ; HEYMSFIELD, A. J. ; AULENBACH, S. M. ; JENSEN, T. L.: Shapes, sizes and light scattering properties of ice crystals in cirrus and a persistent contrail during SUCCESS. In: *Geophysical Research Letters* 25 (1998), S. 1331–1334
- [Lee et al. 2009] LEE, D. S. ; FAHEY, D. W. ; FORSTER, P. M. ; NEWTON, P. J. ; WIT, R. C. ; LIM, L. L. ; OWEN, B. ; SAUSEN, R.: Aviation and global climate change in the 21st century. In: *Atmospheric Environment* 43 (2009), S. 3520–3537
- [Lewellen 2012] LEWELLEN, D. C.: Analytic Solutions for Evolving Size Distributions of Spherical Crystals or Droplets Undergoing Diffusional Growth in Different Regimes. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 69 (2012), S. 417–434
- [Lewellen und Lewellen 2001] LEWELLEN, D. C. ; LEWELLEN, W. S.: The Effects of Aircraft Wake Dynamics on Contrail Development. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 58 (2001), S. 390–406

- [Libbrecht 2005] LIBBRECHT, K. G.: The physics of snow crystals. In: *Reports on Progress in Physics* 68 (2005), S. 855–895
- [Mannstein 1996] MANNSTEIN, H.: Contrail observations from space using NOAA-AVHRR data. In: *Comité À Avion Ozone, Impact of aircraft emissions upon the atmosphere, International Colloquium Paris*, 1996, S. 15–18
- [Meakin 1992] MEAKIN, P.: Aggregation kinetics. In: *Physica Scripta* 46 (1992), S. 295–331
- [Minnis et al. 1997] MINNIS, P. ; YOUNG, D. F. ; GARBER, D. P. ; NGUYEN, L. ; W. L. SMITH, Jr. ; PALIKONDA, R.: Transformation of Contrails into Cirrus during SUCCESS. In: *Geophysical Research Letters* Special Issue (1997), S. 1–4
- [Misaka et al. 2012] MISAKA, T. ; HOLZÄPFEL, F. ; HENNEMANN, I. ; GERZ, T. ; MANHART, M.: Vortex bursting and tracer transport of a counter-rotating vortex pair. In: *Physical Fluids* 24 (2012), S. 025104,1–025104,21
- [Mitchell 1996] MITCHELL, D. L.: Use of Mass- and Area-Dimensional Power Laws for Determining Precipitation Particle Terminal Velocities. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 53 (1996), S. 1710–1723
- [Mitchell und Heymsfield 2005] MITCHELL, D. L. ; HEYMSFIELD, A. J.: Refinements in the treatment of ice particle terminal velocities, highlighting aggregates. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 62 (2005), S. 1637–1644
- [Penner 1999] PENNER, J.: *Aviation and the Global Atmosphere: A Special Report of IPCC Working Groups I und III in Collaboration with the Scientific Assessment Panel to the Montreal Protocol on Substances that Deplete the Ozone Layer*. Cambridge University Press, 1999
- [Prusa et al. 2008] PRUSA, J. M. ; SMOLARKIEWICZ, P. K. ; WYSZOGRODZKI, A. A.: EULAG, a computational model for multiscale flow. In: *Computers & Fluids* 37 (2008), S. 1193–1207
- [Sausen et al. 2005] SAUSEN, R. ; ISAKSEN, I. ; GREWE, V. ; HAUGLUSTAINE, D. ; LEE, D. S. ; MYHRE, G. ; KÖHLER, M. O. ; PITARI, G. ; SCHUMANN, U. ; STRODAL, F. ; ZEREFOS, C.: Aviation radiative forcing in 2000: An update on IPCC (1999). In: *Meteorologische Zeitschrift* 14 (2005), S. 555–561
- [Schmidt 1941] SCHMIDT, E.: Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugmotoren. In: *Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung* 44 (1941), S. 1–15
- [Schmidt et al. 1993] SCHMIDT, E. O. ; ALVAREZ, J. M. ; VAUGHAN, M. A. ; WYLIE, D. P.: Review of subvisual cirrus morphology. In: *P. Int. Soc. Opt. Eng.*, 1993
- [Schrader et al. 1997] SCHRADER, M. L. ; MEYER, W. D. ; WEAVER, C. L.: Comment on "A Reexamination of the Formation of Exhaust Condensation Trails by Jet Aircraft. In: *Journal of Applied Meteorology* 36 (1997), S. 623–626

- [Schumann 1996] SCHUMANN, U.: On conditions for contrail formation from aircraft exhausts. In: *Meteorologische Zeitschrift*, NF, 5 (1996), S. 4–23
- [Schumann et al. 1995] SCHUMANN, U. ; KONOPKA, P. ; BAUMANN, R. ; BUSEN, R. ; GERZ, T. ; SCHLAGER, H. ; P.SCHULTE ; VOLKERT, H.: Estimates of diffusion parameters of aircraft exhaust plumes near the tropopause from nitric oxide and turbulence measurements. In: *Journal of Geophysical Research* 100 (1995), S. 147–162
- [Smolarkiewicz und Margolin 1997] SMOLARKIEWICZ, P. K. ; MARGOLIN, L. G.: On Forward-in-Time Differencing for Fluids: an Eulerian/Semi-Lagrangian Non-Hydrostatic Model for Stratified Flows. In: *Numerical Methods in Atmospheric and Oceanic Modelling* The Andre J. Robert Memorial Volume (1997), S. 127–152
- [Smolarkiewicz und Margolin 1998] SMOLARKIEWICZ, P. K. ; MARGOLIN, L. G.: MPDATA: A Finite-Difference Solver for Geophysical Flows. In: *Journal of Computational Physics* 140 (1998), S. 459–480
- [Spichtinger und Gierens 2009a] SPICHTINGER, P. ; GIERENS, K. M.: Modelling of cirrus clouds - Part 1a: Model description and validation. In: *Atmospheric Chemistry and Physics* 9 (2009a), S. 685–706
- [Spichtinger und Gierens 2009b] SPICHTINGER, P. ; GIERENS, K. M.: Modelling of cirrus clouds - Part 1b: Structuring cirrus clouds by dynamics. In: *Atmospheric Chemistry and Physics* 9 (2009b), S. 707–719
- [Sölch 2009] SÖLCH, I.: *Ein Euler-Lagrange'sches Zirruswolken Modell mit expliziter Aerosol- und Eis- Mikrophysik: Studien zur Aggregation von Eiskristallen*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 2009
- [Sölch und Kärcher 2010] SÖLCH, I. ; KÄRCHER, B.: A large-eddy model for cirrus clouds with explicit aerosol and ice microphysics and Lagrangian ice particle tracking. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 136 (2010), S. 2074–2093
- [Sölch und Kärcher 2011] SÖLCH, I. ; KÄRCHER, B.: Process-oriented large-eddy simulations of a midlatitude cirrus cloud system based on observations. In: *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 137 (2011), S. 374–393
- [Unterstrasser 2008] UNTERSTRASSER, S.: *Numerische Simulationen von Kondensstreifen und deren Übergang in Zirren*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation, 2008
- [Unterstrasser et al. 2008] UNTERSTRASSER, S. ; GIERENS, K. ; SPICHTINGER, P.: The evolution of contrail microphysics in the vortex phase. In: *Meteorologische Zeitschrift* 17 (2008), S. 145–156
- [Unterstrasser und Gierens 2010a] UNTERSTRASSER, S. ; GIERENS, K. M.: Numerical simulations of contrail-to-cirrus transition - Part 1: An extensive parametric study. In: *Atmospheric Chemistry and Physics* 10 (2010a), S. 2017–2036

- [Untersträßer und Gierens 2010b] UNTERSTRASSER, S. ; GIERENS, K. M.: Numerical simulations of contrail-to-cirrus transition - Part 2: Impact of initial ice crystal number, radiation, stratification, secondary nucleation and layer depth. In: *Atmospheric Chemistry and Physics* 10 (2010b), S. 2037–2051
- [Untersträßer und Sölch 2010] UNTERSTRASSER, S. ; SÖLCH, I.: Study of contrail microphysics in the vortex phase with a Lagrangian particle tracking model. In: *Atmospheric Chemistry and Physics* 10 (2010), S. 10003–10015
- [Yang et al. 2005] YANG, P. ; WEI, H. ; HUANG, H.-L. ; BAUM, B. A. ; HU, Y. X. ; KATTAWAR, G. W. ; MISHCHENKO, M. I. ; FU, Q.: Scattering and absorption property database for nonspherical ice particles in the near-through far-infrared spectral region. In: *Applied optics* 44 (2005), S. 5512–5523

Danksagung

Die vorliegende Abschlussarbeit des Masterstudiengangs Meteorologie der Ludwig-Maximilians-Universität München wurde am Institut für Physik der Atmosphäre des DLR in Oberpfaffenhofen angefertigt. Dort haben Studenten sehr gute Möglichkeiten in aktuellen wissenschaftlichen Forschungsbereichen mitzuarbeiten.

Zunächst möchte ich hervorheben, dass sich die angenehme Arbeitsatmosphäre in der Abteilung 1 sehr positiv auf die Arbeit ausgewirkt hat. Beim Abteilungsleiter Prof. Dr. Robert Sausen möchte ich mich für die Möglichkeit der Teilnahme an einer Konferenz sowie für die Übernahme eines Gutachtens dieser Arbeit bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Simon Unterstraßer, der die Masterarbeit optimal betreut hat. Durch sein Engagement und seine tatkräftige Unterstützung hat er einen wesentlichen Anteil zum Gelingen beigetragen.

Für das Korrekturlesen der ganzen oder Teile der Arbeit und sonstigen wertvollen Tipps bedanke ich mich herzlich bei Sebastian Dietz, Wolfgang J. Rieker, meinen Brüdern Bernhard und Norbert Lainer und nochmals Simon.

Erneut geht ein spezieller Dank an Wolfgang, der netterweise sogar das Binden meiner Masterarbeit übernommen hat.

Schließlich schulde ich meinen Eltern und sämtlichen Onkels und Tanten, die mich immer bedingungslos unterstützten und mir zur Seite standen, sowie meinen Freunden, Dank.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst zu haben und keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

München, den 24. September 2012

Martin Lainer